DIE VERWENDUNG VON VLF-SFERICS ALS QUANTITATIVES MASS DER BLITZAKTIVITÄT

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathem.-Naturw. Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu
BONN

vorgelegt von

PAUL INGMANN
aus
KÖLN

BONN 1985

Diss. Bonn
1985

DIE VERWENDUNG VON VLF-SFERICS ALS QUANTITATIVES MASS DER BLITZAKTIVITÄT

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Hohen Mathem.-Naturw. Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
zu
BONN

vorgelegt von

PAUL INGMANN
aus
KÖLN

BONN 1985

Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Bonn

1. Referent : Prof. Dr. H. Volland
2. Referent : Prof. Dr. G. Prölß

Tag der mündlichen Prüfung : 6.2.1985

Radioastronomisches Institut der Universität Bonn

Druck : Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

I N H A L T

Zusammenfassung 5

1. Einleitung 6
1.1. Zweck der Arbeit 6
1.2. Der globale elektrische Stromkreis 6
1.3. Sferics als Maß der Blitzaktivität 10

2. Das Übertragungssystem 14
2.1. Der Sender 15
2.1.1. Die Gewitterwolke 15
2.1.2. Der Blitz 19
2.1.3. Der Atmospheric 23
2.2. Der Übertrager 27
2.2.1. Wellenausbreitung unterhalb 300 kHz 27
2.2.2. Bestimmung der Modellfunktion 29
2.3. Der Empfänger 34

3. Die Datenauswertung 37
3.1. Das Fitprogramm 37
3.2. Eigenschaften der abgeleiteten Parameter 40
3.3. Das Auswerteprogramm 49

4. Vergleich verschiedener Erdblitzmeßmethoden 54
4.1. Der „Gewittertag" als Basiswert 54
4.2. Direkte Methoden 56
4.2.1. Optische Methoden 56
4.2.2. Satellitenbeobachtungen 56
4.3. Indirekte Methoden 58
4.3.1. Blitzzähler, Überlandleitungen 58
4.3.2. Erdblitzzählung mit dem VLF-AA 59

5. Blitzdichte und Energieinhalt der Atmosphäre 71
5.1. Die elektrische Energie des Gewitters 71
5.2. Die atmosphärischen Schichtungszustände 72

5.3. Informationsgehalt von Radiosondendaten 73
5.4. Methoden zur Bestimmung der Labilität 76
5.4.1. Der Showalterindex 76
5.4.2. Die Labilitätsenergie 77
5.4.3. Der Similäindex 79
5.4.4. Der Faustindex 81
5.4.5. Die Bestimmung des Kumuluskondensationsniveaus 82
5.4.6. Die Auslöseenergie 85
5.4.7. Effektive Labilitätsenergie und effektiver Faustindex 86
5.5. Vergleich : Blitzdichte und Energieinhalt der Atmosphäre 90
5.5.1. Der Vergleichsdatensatz 90
5.5.2. Einschränkungen 92
5.5.3. Klimatologischer Vergleich beider Datensätze 96
5.5.4. Konsequenzen aus dem Vergleich 128
5.5.5. Folgerungen aus den monatlichen Sfericskarten 135

6. Schlußbemerkungen 139

Anhang 143

Literaturliste 147

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, daß es unter Verwendung der Meßdaten des VLF-Atmospherics Analysators möglich ist, in einem die Empfangsstation umgebenden Bereich mit einem mittleren Radius von 4000 km die Zahl der pro Flächen- und Zeiteinheit auftretenden Erdblitze zu messen.

Zum Vergleich mit den gemessenen Sfericsdaten werden Blitzdichtemessungen an einzelnen im Empfangsbereich gelegenen Stationen herangezogen. Außerdem wird zum Vergleich mit atmosphärischen Parametern ein neues Labilitätsmaß der Atmosphäre auf der Basis der Labilitätsenergie abgeleitet.

Aus dem ersten Vergleich ergibt sich eine Übereinstimmung der Meßwerte des VLF-AA und der Einzelmessungen bezüglich der Amplitude auf jährlicher Basis.

Aus dem zweiten auf monatlicher Basis durchgeführten Vergleich folgt, daß Blitzentladungen nur in solchen Gebieten auftreten, in denen der Energieinhalt in der Monatssumme ein relatives Maximum erreicht.

Während der VLF-AA ein absolutes Maß für die Blitzdichte liefert, läßt sich aus atmosphärischen Parametern nur ein qualitatives Maß für die Wahrscheinlichkeit einer Blitzentladung ableiten.

1. Einleitung

1.1. Zweck der Arbeit

Diese Arbeit zeigt, daß VLF-AA (Atmospherics-Analysatoren) - Meßstationen geeignet sind, nach Überwindung einiger „Kinderkrankheiten" der gegenwärtigen Version, als Hilfsmittel sowohl bei der Wetterbeobachtung im synopskaligen und mesoskaligen Bereich, als auch als Netz bei der Überwachung der globalen Blitzaktivität eingesetzt zu werden.
In den folgenden Kapiteln werden Vergleiche mit weiteren sowohl in-situ als auch remote sensing Meßverfahren zur Bestimmung der Erdblitzdichte gemacht. Zusätzlich werden auch indirekte Methoden wie Radiosondenmessungen verwendet, aus denen sich für die atmosphärische Labilität relevante Größen ableiten lassen, durch die bei Auftreten von Gewittern auf die Stärke der Aktivität geschlossen werden kann. Hierzu wird auf der Basis der Labilitätsenergie ein neues Labilitätsmaß eingeführt, die effektive Labilitätsenergie, das sich in Vergleichen als den bisherigen Labilitätsmaßen überlegen herausgestellt hat.

1.2. Der globale elektrische Stromkreis

" To determine the question, whether the clouds that contain lightning are electrified or not, I would propose an experiment to be tried where it may be done conveniently. On the top of some high tower or steeple place a kind of sentry box big enough to contain a man and an electrical stand. From the middle of the stand let an iron rod rise and pass bending out of the door, and then upright 20 or 30 feet, pointed very sharp at the end. If the electrical stand be kept clean and dry, a man standing on it when such clouds are passing low, might be electrified and afford sparks, the rod drawing fire to him from a cloud. If any danger to the man should be apprehended (though I think there would be none) let him stand on the floor of his box, and now and then bring near to the rod the loop of a wire that has one end fastened to the leads, he holding it by a wax handle, so the sparks, if the rod is electrified, will strike from the rod to the wire, and not affect him (Auszug aus einem Brief von B. Franklin an P.

Collison vom 29.7.1750, veröffentlicht 1774)."
Hiermit wurde von Franklin eine Versuchsanordnung beschrieben (" Sentry box " - Experiment), mit dem es zum ersten Mal gelang, die Franklin' sche Hypothese zu beweisen, daß der Blitz eine elektrische Entladung sei. Somit gelang mit diesem Experiment die erste „Messung" von Entladungen zwischen Wolke und Erde. Durchgeführt wurde der Versuch aber nicht von Franklin selbst, sondern von d'Alibart in Frankreich, der die Idee Franklins aufgriff und den Versuch im Mai 1752 erfolgreich ausführte, beschrieben von Mazéas (1752).
Etwa zur gleichen Zeit (1752) entdeckte Lemonnier, daß nicht nur bei bewölktem Himmel sondern auch bei völlig wolkenlosen Bedingungen elektrische Effekte in der Atmosphäre auftreten.
Coulomb (1795) stellte fest, daß ein der Luft ausgesetzter Leiter langsam seine Ladung einbüßt, woraus er schloß, daß die Luft eine gewisse Leitfähigkeit besitzt.
Hiermit waren gegen Ende des achzehnten Jahrhunderts die Grundbausteine des globalen elektrischen Stromkreises prinzipiell bekannt (über die weiteren historischen Entdeckungen : siehe z.B. Israel, 1957, der diese ausführlich beschreibt).

Es dauerte aber bis zum Beginn des zwanzigsten Jahrhunderts, ehe man die Verknüpfung der einzelnen Bausteine erkannte : Wilson (1920) entwikkelte die Vorstellung von einem globalen, luftelektrischen Zusammenhang, heute als „klassisches Bild der Luftelektrizität" bezeichnet.
Hierbei wird angenommen, daß die Gesamtheit aller zu einem bestimmten Zeitpunkt aktiven Gewitter dafür verantwortlich ist, daß die Ionosphäre gegenüber der Erdoberfläche eine Potentialdifferenz von mehreren hundert Kilovolt aufweist. Aufgrund der Potentialdifferenz fließt ständig ein in den Schönwettergebieten der Erde meßbarer zur Erde gerichteter Strom ("fair weather current" , Stromdichte einige 10^{-12} A m^{-2}). Der Strom variiert abhängig vom ionosphärischen Potential und dem Säulenwiderstand zwischen Ionosphäre und Erdoberfläche (wenige hundert Ohm).
Den prinzipielle Aufbau dieses globalen Modells zeigt Abb. 1.1 (nach

Hays und Roble, 1979). Angetrieben wird das System durch den Generatorteil (Gewitter). Von dort fließt der Strom entweder über die Ionosphäre oder entlang der Erdmagnetfeldlinien, gekennzeichnet durch den Vektor $\overline{B}$, über die Magnetosphäre zum Verbraucherteil (Schönwetterfeld) und über die Erde zurück zum Generatorteil. Obwohl diese Modellvorstellung weitgehend akzeptiert ist, gibt es Untersuchungen, die im Widerspruch zu diesem Modell stehen, wie Dolezalek (1972) ausführt.
Ein erster Versuch, den Generatorteil quantitativ zu erfassen, wurde schon 1925 von Brooks unternommen. Er leitete aus seinen Untersuchungen über die globale Gewitterhäufigkeit unter Verwendung einer Blitzrate, die Mariott (1908) während eines Gewitters in West Norwood (England) am 4. Juni 1908 beobachtet hatte, seine globale Blitzrate von Blitzen pro

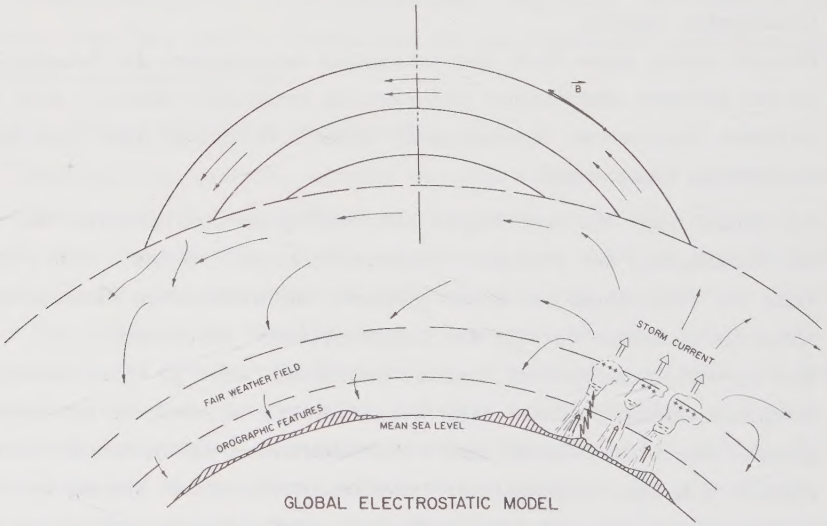


Abb. 1.1 : Schematisches Bild des globalen Modells der atmosphärischen Elektrizität mit den Gewittern als Generatoren und dem Schönwetterfeld als Verbraucher. Die durch gestrichelte Linien getrennten Gebiete unterscheiden sich bezüglich ihrer Leitfähigkeitseigenschaften. Der Vektor $\overline{B}$ zeigt in Richtung des Erdmagnetfeldes.(nach Hays und Roble, 1979)

Sekunde ab, d.h. Mariotts 28-minütige Beobachtung ist die Basis für die globale Blitzrate nach Brooks !! Trotzdem wird dieser Wert auch heute noch allgemein als Referenz akzeptiert.

Grundsätzlich ist eine nicht weiter konkretisierte Größe „Blitzrate" für quantitative Untersuchungen ungeeignet, da hierbei sowohl Wolken- als auch Erdblitze Berücksichtigung finden. Für die globalelektrische Bilanz sind aber nur Erdblitze von Interesse. Wolkenblitze sind eine Art „Kurzschluß" im Generatorteil.

Ein noch unpräziseres Maß ist der sogenannte „Gewittertag" , der von der WMO (World Meteorological Organization) zur Kennzeichnung der elektrischen Aktivität in einem bestimmten Gebiet verwendet wird. Der „Gewittertag" ist definiert als ein Tag, an dem an einer Beobachtungsstation zumindest ein Donner gehört wurde. Karten der Anzahl der Gewittertage (isokeraunische Karten) sind von der WMO erstellt worden (z. B. : WMO, 1956). Hiermit soll ein Überblick über die Gewitteraktivität gegeben werden, doch enthalten diese Daten weder Informationen über die Anzahl der beobachteten Blitze, noch über den Blitztyp und sind somit für quantitative Untersuchungen unbrauchbar.

Aus Satellitenmessungen mit bisher existierenden Meßsystemen (z.B. : Kotaki und Katoh, 1983) ist es ebenfalls nicht möglich, quantitative Zahlen der Erdblitzdichte abzuleiten.

Sowohl für quantitative Untersuchungen des geoelektrischen Stromkreises (z.B.: Hays und Roble, 1979; Makino und Ogawa, 1984) aber auch z.B. für Elektrizitätsversorgungsunternehmen (Planung einer Trasse von Überlandleitungen) oder für die Versicherungswirtschaft (Bestimmung des Versicherungsrisikos (= Prämienhöhe) einer Feuerversicherung) sind die zuvor erwähnten Meßmethoden ungeeignet. Hierfür benötigt man die Anzahl der Erdblitze pro Flächeneinheit und pro Zeiteinheit in einem bestimmten Gebiet.

1.3. Sferics als Maß der Blitzaktivität

Es ist nun hilfreich, daß es noch einen anderen Weg gibt, außer den zuvor erwähnten auf Sinneswahrnehmungen angewiesenen Methoden, Informationen über die Blitzhäufigkeit zu erhalten : Ein Blitz strahlt ein Spektrum elektromagnetischer Wellen ab mit nachweisbaren Frequenzen zwischen etwa 1 Hz und 1 GHz. Dieses Signal wird "Atmospheric" oder kurz "Sferic" genannt. Aus der mittleren Dauer eines Blitzes (return stroke) von etwa $t = 2 \times 10^{-4}$ s folgt ein spektrales Maximum der Quelle bei $f = 1 / t = 5 \times 10^{3}$ Hz (= 5 kHz), d.h. im Frequenzband des unteren VLF (Very Low Frequency). Wie ein Blick auf die Ausbreitungseffekte in den einzelnen Frequenzbereichen zeigt (Tabelle 1.1, nach Heydt, 1982), ist dies ein Frequenzband, in dem Wellen in einer Art Wellenleiter geführt werden,

Propagation effect	Frequency range of predominance	Main characteristics
Schumann resonances	8—30 Hz	Resonances of the spectral ELF noise due to standing wave effects in the global Earth-ionosphere waveguide
Propagation within the Earth-ionosphere waveguide	30 Hz—300 kHz	Low attenuation below 300 Hz, maximum attenuation at 3 kHz, minimum attenuation at 10 kHz, dispersion effects
Ionospheric reflection	300 kHz—30 MHz	All known effects of medium and short wave propagation occur, as fading zone of silence, high receiving ranges, etc.
Tropospheric refraction	>30 MHz	Quasioptic propagation but transhorizon ranges at inversion conditions

Tab. 1.1 : Zusammenstellung der Ausbreitungseffekte in den für die Blitzmessung relevanten Frequenzbereichen. Die angegebenen Grenzen sind nur als Anhaltswerte anzusehen, es gibt kontinuierliche Übergänge zwischen den einzelnen Ausbreitungseffekten. (nach Heydt, 1982)

gebildet aus Erdoberfläche und unterer Ionosphäre. Sie können sich somit über große Entfernungen ausbreiten. Die minimale Dämpfung im Wellenleiter tritt für Frequenzen um 10 kHz, die maximale Dämpfung um 3 kHz auf, so daß das spektrale Maximum der Atmospherics gegen das Dämpfungsminimum verschoben erscheint, abhängig von der Entfernung zur Quelle. Der Wellenleiter ist dispersiv, d.h. die Phasengeschwindigkeit ist eine Funktion der Frequenz.

Da die elektromagnetische Welle eines Wolkenblitzes nur eine geringe Reichweite hat (wenige 100 km), wird man in größerer Entfernung nur noch Sferics von Erdblitzen registrieren können.

Schon Popoff (1896) stellte fest, daß es elektromagnetische Schwingungen gibt, deren Ursache Blitzentladungen sind und konzipierte ein Gerät zu deren Messung. Watson-Watt (1929) entwickelte einen Richtungsfinder (CRDF = Cathode Ray Direction Finder), der es ermöglichte, den Einfallswinkel eines Sferic festzustellen. Zu diesem Zweck wurden die in die beiden Rahmenantennen einer Kreuzrahmenantenne induzierten Spannungen (Richtungskomponenten des Sferic) auf einer Kathodenstrahlröhre gegeneinander aufgetragen. Dies ermöglicht die Richtungsbestimmung des Impulses. Mit einem Netz einer weiterentwickelten Version dieses Geräts arbeiten einige Wetterstationen auf den Britischen Inseln und im Mittelmeerraum. Da zur Peilung ein starkes Sfericssignal erforderlich ist, darf die Basislänge des Netzes 500 bis 1000 km nicht überschreiten. Die durch Schnittpeilung erhaltenen Meßwerte werden als SFLOC (SFerics LOCation) - Meldungen vom Britischen Wetterdienst veröffentlicht. Da Peilfehler recht häufig sind (siehe z.B. Horner, 1957) — Ursache sind Polarisationseffekte durch Inhomogenitäten auf dem Ausbreitungsweg — muß man mindestens drei Stationen zur Lokalisierung der Blitzquellen benutzen. Hinzu kommen noch Fehler, die durch Leitfähigkeitsunterschiede in der Umgebung der Station verursacht werden ("Site errors").

Ein System zur Blitzortung im Nahbereich ist von Krider und Mitarbeitern entwickelt worden (z.B.: Krider et al., 1980). Das System besteht aus einer Anzahl DFs (Direction Finder) und einem zugehörigen PF (Position Finder). Der DF empfängt breitbandig (1 kHz - 1 MHz) und mißt zu dem Zeitpunkt, zu dem die erste Hauptentladung ihr Maximum erreicht. Hiermit sollen die zuvor erwähnten Peilfehler vermieden werden, weil auch bei diesem System mit der konventionellen Richtungsfindung durch Kreuzrahmenantennen operiert wird. Für die Bestimmung des Blitzortes werden mehrere DFs benötigt, die alle über Standleitungen mit einem Zentralrechner (PF) verbunden sein müssen, der aus den Meßdaten von typi-

scherweise 2 - 4 DFs den Ort des Blitzeinschlags bestimmt.
Von diesem System existieren zur Zeit mehrere Netze, so z.B. im gesamten Westen und entlang der Ostküste der USA. Der offensichtliche Nachteil dieses Systems ist der hohe logistische Aufwand, bedingt durch Standleitungen und hohe Gerätedichte.
Zur Vermeidung der Nachteile eines "Multistation system" ist, basierend auf einer Idee von Volland und einer Gerätekonzeption von Heydt (Heydt und Volland, 1964), am Heinrich-Hertz-Institut zu Berlin ein Gerät entwickelt worden (Heydt, 1967), das es gestattet, unabhängig von weiteren Stationen zu messen ("Single station technique") — der VLF-AA (Very Low Frequency Atmospherics Analyzer). Er ermöglicht nicht nur die Bestimmung der Einfallsrichtung, sondern mißt zusätzlich Parameter, aus denen sich die Entfernung der Sfericsquelle bestimmen läßt. Die Messungen des Sfericssignals werden auf unterschiedlichen Frequenzen im unteren VLF schmalbandig durchgeführt. Über die Meßergebnisse der ersten Gerätegeneration sind schon eine Anzahl Arbeiten publiziert worden (z.B. Harth, 1977 : Hier findet sich eine umfangreiche Literaturliste). Aber erst die jetzige Generation ermöglicht es, langzeitliche Untersuchungen über Zeiträume von Monaten und Jahren durchzuführen, da im Gegensatz zur früheren Handauswertung die Meßdaten jetzt mithilfe eines Kleinrechners unter Verwendung von Statistikprogrammen verarbeitet werden, wie schon von Bent und Nesterczuk (1974) vorgeschlagen. Über die jetzige Form der Datenreduktion wird noch an anderer Stelle ausführlich die Rede sein.
In den folgenden Kapiteln, insbesondere Kapitel 4 und 5, wird gezeigt, daß der VLF-AA bei den Wetterdiensten als ergänzendes Hilfsmittel bei der Diagnose und Kurzfristprognose ("Nowcasting") zur Bestimmung der Gewitteraktivität und Turbulenz in datenleeren Gebieten eingesetzt werden kann, aber auch als Zusatzinformation über datenreichen Gebieten, da die Information als Echtzeitmessung und nicht in der üblichen minimalen Zeitauflösung von drei Stunden (= Abstand der synoptischen Termine) vorliegt. Dies entspricht den Zielsetzungen der WMO (1971) bezüglich des

Einsatzes von Sfericsempfängern im Routinedienst: Es sollen hiermit sowohl zeitliche als auch räumliche Beobachtungslücken geschlossen werden.

2. Das Übertragungssystem

Die vom Blitz erzeugte elektromagnetische Störung breitet sich von ihrem Ursprungsort aus und tritt in Wechselwirkung mit der neutralen Atmosphäre, der Erdoberfläche und dem ionosphärischen Plasma. Eine Wechselwirkung mit der neutralen Atmosphäre tritt nur während der Blitzentladung auf (z.B. Bildung von NO_x : Chameides et al., 1977), für die Ausbreitung der Wellen im interessanten Frequenzbereich des unteren VLF spielt die Wechselwirkung mit der neutralen Atmosphäre keine Rolle. Die Erdoberfläche wirkt wie ein guter, elektrischer Leiter und damit wie ein metallischer Reflektor. Das ionosphärische Plasma dagegen zeigt ein sehr komplexes Verhalten bei der Wechselwirkung mit elektromagnetischen Wellen. Es gibt keine scharfe untere Begrenzung der Ionosphäre, an der die Wellen einheitlich reflektiert werden könnten. Abhängig von der Frequenz und dem Einfallswinkel werden Wellen reflektiert oder refraktiert (siehe Tab. 1.1). Beschränkt man sich auf elektromagnetische Wellen solcher Frequenzbereiche, in denen Wellen im wesentlichen reflektiert werden, so kann man den Bereich zwischen Erde und Ionosphäre als Wellenleiter ansehen. Technisch betrachtet hat man damit ein Übertragungssystem, bestehend aus Sender (Blitz), Übertrager (Wellenleiter) und Empfänger (ein zur Sfe-

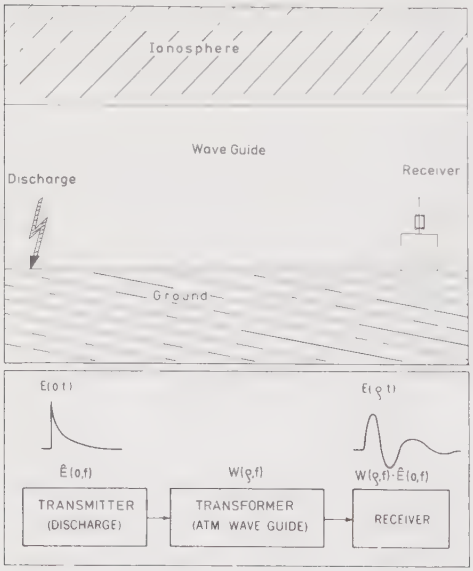


Abb. 2.1 : Das Übertragungssystem. Der obere Teil der Abbildung zeigt ein schematisches Bild des terrestrischen Wellenleiters mit Sender, Übertrager und Empfänger, der untere Teil das zugehörige Blockdiagramm mit den beobachteten Wellenformen.

ricsortung geeignetes Gerät). Das Übertragungssystem zeigt schematisch Abb. 2.1.

2.1. Der Sender

2.1.1. Die Gewitterwolke

Es gibt eine Anzahl Wolkentypen, die elektrische Felder mit einer zur Blitzentladung notwendigen Feldstärke besitzen. Hierzu gehören vulkanische Wolken (untersucht z.B. bei Eruptionen auf der Vulkaninsel Heimaey / Island von Brook et al., 1974) und Staubwolken bei Sandstürmen (Messungen solcher Entladungen hat Kamra, 1972 in den Wüstengebieten der südwestlichen USA durchgeführt). Die größte Zahl von Blitzen aber wird in Wolken des Typs Cumulonimbus (Cb), den typischen Gewitterwolken, erzeugt. Abb. 2.2 zeigt einige Wolkentypen, die Blitze produzieren kön-

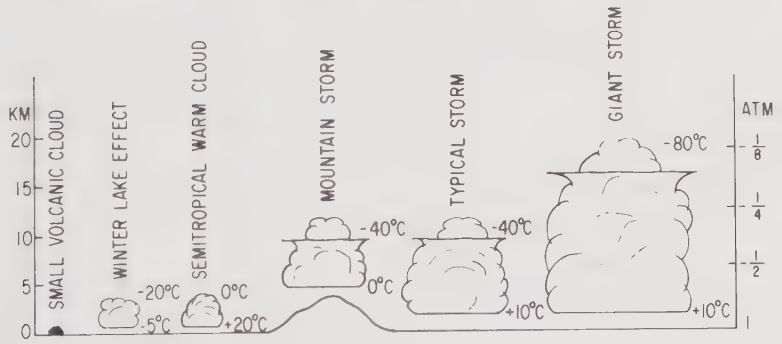


Abb. 2.2 : Typische Größe von einigen blitzproduzierenden Wolken (nach Vonnegut, 1982)

nen, wobei (bis auf kleine vulkanische Wolken) die vertikale Mächtigkeit einen Minimalwert von etwa drei Kilometern nicht unterschreitet. Normalerweise beträgt sie etwa 10 km. Sogenannte "Giant storms" können Gipfelhöhen von bis zu 20 km erreichen. Die größte Gipfelhöhe aber erreichen starke vulkanische Wolken (z.B. El Chichon), die weit in die Stratosphäre (ca. 30 km) eindringen können.

Gemeinsames Kennzeichen von Gewitterwolken ist das Nebeneinander von

starken Auf- und Abwindgebieten. Diese können nur bei labiler Schichtung entstehen, wenn durch solare Einstrahlung erwärmte Luft in Blasen aufsteigt und das Kondensationsniveau erreicht (Luftmassengewitter). Ausgelöst werden kann dieser Prozeß aber auch durch das Vorhandensein unterschiedlicher Luftmassen an Fronten, zum einen eine wärmere und feuchtere, zum anderen eine kältere und trockenere. Hierbei überlagert sich den kleinskaligen Vertikalbewegungen synopskalige Hebung, wodurch ausgedehnte Gebiete mit starker Gewitteraktivität entstehen (Frontgewitter).
Die Entstehung einer typischen Gewitterwolke (Cb) läßt sich am Beispiel eines Luftmassengewitters am einfachsten darstellen. Ein Tag, an dem potentiell ein Wärmegewitter auftreten kann, ist dadurch gekennzeichnet, daß die Temperaturschichtung auf das Vorhandensein von Labilität schließen läßt, wie man aus einem nächtlichen Radiosondenaufstieg (z.B. 0^h GMT im europäischen Raum) ableiten kann, wobei die aus den Parametern des Kondensationsniveaus bestimmte Auslösetemperatur in einem Bereich liegen muß, der durch solare Einstrahlung während des Tages in Bodennähe erreicht werden kann. Die Schichtung darf auch keine allzu starken Inversionen zeigen, da sonst die Konvektion unter dieser Sperrschicht zum Stillstand käme. Schwache Inversionen sind dagegen kein unbedingtes Hemmnis für starke Konvektion, da Gewitterwolken über Inversionen hinauszuschießen vermögen. Hierbei dürfen keine großräumigen dynamischen Vorgänge (Hinweis hierauf sind z.B. Fronten) in diesem Bereich auftreten, da sie einen fördernden oder hemmenden Einfluß auf die Entstehung der Konvektion haben können.
An einem solchen Tag wird der Himmel bei Sonnenaufgang wolkenarm sein. Mit einsetzender solarer Strahlung werden sich Luftblasen bilden, aufsteigen und wieder absinken, falls sie sich unter die Temperatur der Umgebungsluft abkühlen ("Blauthermik"). Nimmt die Einstrahlung weiter zu, so wird der Auftrieb der Luftblasen stärker. Sie erreichen beim Aufsteigen größere Gipfelhöhen. Einzelne können auf diese Weise das Kondensationsniveau erreichen, wobei die Konvektion durch das Auskondensieren von Wassertröpfchen sichtbar wird. Ist der Kondensationsprozeß einmal

in Gang gesetzt, so existiert zusätzlich zu der für den Auftrieb verantwortlichen Heizung in Bodennähe eine weitere, sehr effektive Wärmequelle: das Freisetzen latenter Wärme durch Kondensation (spezifische Energiezufuhr : ca. 2.5×10^6 J kg^{-1} Wasser). Damit werden der wachsenden Gewitterzelle durch ausreichende Feuchteversorgung große Mengen Energie zugeführt, die dem aufsteigenden Luftvolumen zugute kommen. Hierdurch bleibt dieses ständig wärmer als die Umgebung und kann weiter aufsteigen. Bei Fehlen einer starken Sperrschicht in der Troposphäre wird das Wachstum erst dadurch gebremst, daß nach Durchstoßung der Tropopause und Eindringen in die untere Stratosphäre durch die Umkehr des Temperaturgradienten der Umgebungsluft in diesem Bereich das Wachstum zum Stillstand kommt. Bei dieser vertikalen Entwicklung können im Aufwindschlauch Vertikalgeschwindigkeiten von mehr als 50 m s^{-1} erreicht werden. Läßt der Feuchtenachschub nach, so wird die Energiezufuhr verringert, wodurch die Aufwindgeschwindigkeiten abnehmen. Die gleichzeitig vorhandenen Abwindgebiete existieren weiter und führen zu einem allmählichen Austrocknen der Zelle, die sich dadurch langsam auflöst.

Dies ist, kurz skizziert, der typische Lebenszyklus einer Zelle mit Jugend -, Reife- und Zerfallsstadium (typische Lebensdauer etwa ein bis zwei Stunden). Gemessen wurden diese Zeiten an Gewittern in Florida von Ulansky und Garstang (1978b). Die Grenzen zwischen den einzelnen Stadien der Zelle lassen sich anhand der Betrachtung der Vertikalwindstruktur festlegen : Jugendstadium = nur Aufwindgebiete, Reifestadium = Nebeneinander von Auf- und Abwindgebieten, Zerfallsstadium = nur noch Abwindgebiete. Aus dem Nebeneinander mehrerer Zellen in unterschiedlichen Entwicklungsstadien setzt sich im allgemeinen ein Gewitter zusammen, wodurch die Lebensdauer von Gewittern bei ausreichendem Energienachschub auch mehrere Stunden betragen kann. Das Einsetzen elektrischer Aktivität läßt sich am Boden messen, da damit eine Feldstärkeumkehr von negativen Feldstärkewerten bei Schönwetterfeld (typischer Wert in Bodennähe etwa 100 V m^{-1}) zu positiven Feldstärkewerten von einigen

kV m^{-1} über Land verbunden ist, maximal etwa 10 kV m^{-1}, über Wasserflächen wurden Werte bis über 100 kV m^{-1} beobachtet (Toland und Vonnegut, 1977). Die höhere Feldstärke über Wasser läßt sich durch das Fehlen von stark gekrümmten Oberflächen erklären, an denen es sonst zu Spitzenentladungen kommen würde.

Eine vollständige Klärung der Vorgänge, die zur Bildung der beobachteten hohen Feldstärken führt, konnte noch mit keiner Theorie befriedigend gegeben werden. Ursächlich hierfür ist, daß es noch keine allgemein akzeptierte Modellvorstellung über die Gewitterelektrizität gibt. Einen Überblick über die hierbei wirksamen Effekte gibt Tabelle 2.1 (nach Israel, 1969), Zusammenstellungen der gegenwärtig zur Diskussion stehenden Theorien finden sich bei Magono (1980) und Latham (1981).

Grundlage	Einzelwirkungen
Influenzeffekte	**Begegnung von Teilchen verschiedener Art und Größe unter Feldeinwirkung**
Oberflächen-Veränderungen	**Zerreißen von flüssigen und festen Oberflächen mit elektrischen Doppelschichten**
Eis-Eis-Impact	**Kontakt- und Reibungswirkungen bei der Begegnung von Eisteilchen verschiedener Größe, Oberflächenbeschaffenheit und Temperatur**
Phasen-Umwandlungseffekte	**Phasenpotentiale; Ionenseparierung; Vergraupeln; Schmelzen**

Tab. 2.1 : Grundeffekte der Gewitterelektrisierung (nach Israel, 1969)

Ein umfassendes Gewittermodell müßte in der Lage sein, alle bisher beobachteten Eigenschaften von Gewittern zu erfassen. Aus einer Liste der Beobachtungen läßt sich ein Anforderungskatalog an eine Elektrifizierungstheorie bzw. an ein Gewittermodell erstellen. Eine solche Zusammenstellung geben Moore und Vonnegut (1977 : Kap. 5.4). Die wichtigsten Forderungen sind im Folgenden aufgelistet.

1. In einem durchschnittlichen Gewitter liegt die Blitzrate bei einigen Blitzen pro Minute, wofür ein mittlerer Ladungsstrom von etwa ein Ampere notwendig ist (Prentice, 1977).
2. Der Gewitterdipol hat im allgemeinen positive Ladung im oberen

und negative im unteren Teil der Wolke mit einem kleinen eingelager-Gebiet positiven Vorzeichens. Es gibt aber auch Gewitter mit umgekehrter Polarität (Hughes, 1965).

3. Starke konvektive Aktivität und das Vorhandensein von fallendem Niederschlag scheinen notwendige aber nicht ausreichende Bedingungen zur Blitzerzeugung zu sein, es gibt aber eine Korrelation zwischen der Entstehung des elektrischen Feldes und der Vertikalentwicklung der Wolke (Reynolds et al., 1957).

4. Die Stärke der Elektrifizierung — gemessen an der Häufigkeit der Blitze — zeigt nur eine schwache Korrelation mit der Niederschlagsmenge und Niederschlagsintensität (Moore et al., 1964).

5. Gewitter mit großer Vertikalerstreckung haben höhere Blitzraten als solche geringerer Mächtigkeit (Vonnegut, 1963).

6. Der Ausgangspunkt für einen Blitz kann sowohl in der Wolke als auch auf der Erdoberfläche (spitzer Gegenstand) sein (Berger, 1977)

7. Das N_c / N_g - Verhältnis (Wolken- zu Erdblitzen) zeigt starke Schwankungen sowohl geographisch (z.B. : Prentice und Mackerras, 1977) als auch lokal. In Extremfällen treten sowohl Gewitter mit ausschließlichen Wolkenblitzen oder mit ausschließlichen Erdblitzen auf.

2.1.2. Der Blitz

Damit es bei Vorhandensein einer entsprechenden Ladungsverteilung zu einer Blitzentladung innerhalb der Gewitterwolke oder zwischen Wolke und Umgebung (andere Wolke, Erde, wolkenfreie Luft) kommen kann, müßte an irgendeinem Punkt in der Wolke die Durchbruchsfeldstärke der Luft von etwa 2 MV m^{-1} erreicht werden — der Wert gilt allerdings nur für Labormessungen mit trockener Luft ! —, die höchste bisher gemessene Feldstärke liegt aber nur bei 400 kV m^{-1} (Winn et al., 1974). Es gibt aber an stark gekrümmten Oberflächen (z.B. Wassertropfen oder Eisteilchen) unter Einfluß eines äußeren Feldes Spitzenentladungen, die eine Blitzentladung vorbereiten können. Nach Untersuchungen von Richards und Dawson (1971) kann es zu Koronaentladungen zwischen Wassertropfen kommen, die hierfür notwendige Feldstärke beträgt im günstigen Fall et-

wa 550 kV m^{-1}. Nach Crabb et al. (1977) können Koronaentladungen auch an Eispartikeln bei Feldstärken von ca. 400 kV m^{-1} oder bei der Kollision von Wassertropfen (bei 250 - 500 kV m^{-1}) auftreten. Kommt es auf diese Weise zum Durchbruch, so kann sich dieser Prozeß weiter fortsetzen. Er läuft nicht kontinuierlich ab, sondern besteht aus einzelnen Stufen ("stepped leader") mit typischen Längen von ca. 50 m. Die Pausen zwischen den Stufen betragen etwa 50 µs. In den Pausen werden neue Ladungsträger an die Spitze des Kanals geführt. Entlang des gesamten Kanals wird eine Ladung von ca. 5 C verteilt. Die mittlere Geschwindigkeit des stepped leader beträgt 1.5×10^5 m s^{-1}. Endet die Kanalbildung innerhalb der Wolke oder in einer anderen Wolke, so kommt es zu einem Ladungsaustausch innerhalb der Wolke (intracloud flash) oder von Wolke zu Wolke (cloud-to-cloud flash). Nähert sich dagegen ein stepped leader der Erdoberfläche, so führt die hohe Potentialdifferenz zwischen Kanalspitze und Erdoberfläche zur Ausbildung eines (positiven) streamers von einem exponierten Punkt der Erdoberfläche aus (z.B. Gebäude, Baumwipfel). Erreicht der streamer den leader, so kommt es infolge der hohen Potentialdifferenz zur Bildung einer ionisierenden Wellenfront hoher elektrischer Feldstärke, die den Kanal entlang aufwärts läuft ($v \simeq 5 \times 10^7$ m s^{-1}), der ersten Hauptentladung ("return stroke"). Zum Erreichen der Wolkenuntergrenze (ca. 3 km) benötigt er etwa 70 µs. Bei der Entladung wird die entlang des Kanals (Durchmesser wenige Zentimeter) gespeicherte Ladung ($Q \simeq 5$ C) der Erdoberfläche zugeführt. Der hierbei auftretende Maximalstrom beträgt etwa 20 kA für typischerweise 2 µs. Nach etwa 40 µs nimmt die Stromstärke auf etwa die Hälfte ab. Für die Dauer von ca. 150 Millisekunden können noch Ströme von im Mittel 150 A fließen ("continuing currents"), bevor die Entladung aufhört.
Durch den während des return stroke fließenden hohen Strom wird der Kanal bis auf 20.000 bis 30.000 K aufgeheizt, wodurch der Kanal expandiert und eine sich zylindrisch um den Kanal ausbreitende Stoßwelle erzeugt wird, die sich mit Schallgeschwindigkeit fortpflanzt, hörbar als Donner.

Existiert nach Ende des ersten return stroke noch negative Ladung in der Nähe des oberen Endes des alten Kanals, so kann es zu einem neuen return stroke kommen, wenn die Ladung in weniger als 100 ms zum alten Kanal gebracht werden kann (durch K-streamer, das sind Entladungen zwischen dem oberen Kanalende und Wolkenbereichen mit negativer Ladung). Die der Hauptentladung vorausgehende Vorentladung ("dart leader") bewegt sich ohne Stufenbildung und somit schneller als der stepped leader entlang des Kanals ($v \simeq 2 \times 10^6$ m s^{-1}), da der alte Kanal noch existiert. Die hierbei entlang des Kanals deponierte Ladung ist geringer (ca. 1 C) als beim stepped leader. Demzufolge ist auch die der Erde durch den folgenden return stroke zugeführte Ladung geringer. Typischerweise folgt ein subsequent return stroke einem first return stroke nach etwa 40 ms. Bei jedem folgenden return stroke wird Ladung aus einem höheren Bereich der Wolke abgeführt (ein Beispiel des zeitlichen Ablaufs eines Erdblitzes zeigt Abb. 2.3).

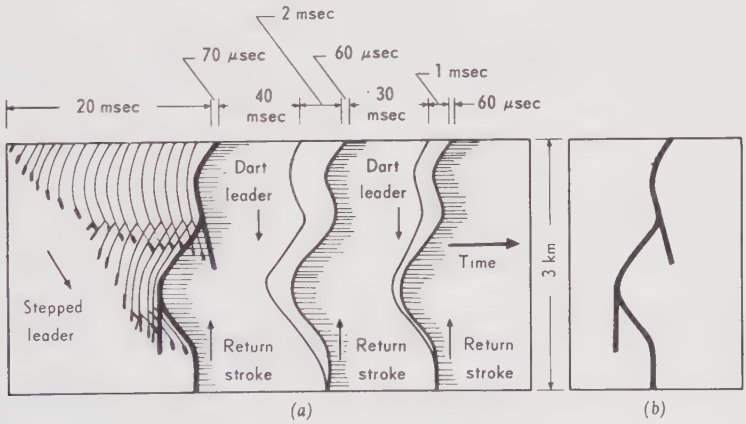


Abb. 2.3 : Der zeitliche Ablauf des optisch sichtbaren Erdblitzes.
(a) Der sichtbare Teil einer Blitzentladung bei einer Aufnahme durch eine Kamera mit fester Optik und bewegtem Film, bestehend aus einer Folge von drei return strokes. Die Zeiteinteilung ist nicht linear (siehe Zeitintervalle am Oberrand).
(b) Der gleiche Erdblitz wie in (a) aber mit einer Kamera mit unbewegtem Film aufgenommen (nach Uman, 1969).

Beträgt die Zeitspanne zwischen beiden return strokes etwa 100 ms, so ist der Kanal teilweise abgebaut, so daß ein dart-stepped leader einem return stroke vorangeht, der sich in Bereichen, wo der Kanal noch existiert, wie ein dart leader, sonst wie ein stepped leader verhält. Sind mehr als 100 ms vergangen, so beginnt der gesamte Entladungsprozeß wieder mit einem stepped leader.

Die Summe der return strokes im selben Kanal nennt man einen flash, ein typischer Flash dauert etwa 0.3 s.

Man muß zu der vohergehenden Betrachtung erwähnen daß das hier dargestellte Schema eines Erdblitzes für den häufigsten Typ im ebenen Gelände, mit einem leader aus einem negativ geladenen Wolkenbereich und einem nachfolgenden return stroke gilt, der negative Ladung zur Erdoberfläche abführt (nach Schonland, 1956). Es gibt aber insgesamt vier Erdblitztypen (Berger, 1977): Typ 1, von der Wolke zur Erde gerichteter negativer leader, negativer return stroke (s.o.); Typ 2, von der Erde zur Wolke gerichteter positiver leader, negativer return stroke (ausschließlich an hohen Einzelobjekten beobachtet); Typ 3, von der Wolke zur Erde gerichteter positiver leader, positiver return stroke (beobachtet sowohl in flachem Gelände als auch an Einzelobjekten); und Typ 4, von der Erde zur Wolke gerichteter negativer leader, positiver return stroke (fast ausschließlich an hohen Einzelobjekten beobachtet).

In Tabelle 2.2 sind die typischen und extremen Werte für stepped leader, dart leader, return stroke und flash zusammengestellt (nach Ogawa, 1982).

Während des return stroke wird im Kanal Energie in der Größenordnung von etwa 10^4 J m^{-1}, d.h. bei einer Kanallänge von 5 km werden etwa 5×10^7 J (Hill, 1979) dissipiert. Sie wird verbraucht für Dissoziation, Ionisation, Anregung und kinetische Energie der Luftmoleküle sowie für die Expansion des Kanals und die elektromagnetische Strahlung. Entsprechend der höheren abgeführten Ladung beim ersten return stroke ist auch die umgewandelte Energie hierbei am größten, somit dominiert auch die Strahlung des ersten stroke die der folgenden.

Parameter	Minimum	Typical	Maximum
Stepped leader			
Length of step, m	3	50	200
Time interval between steps, μsec	30	50	125
Average velocity of propagation of stepped leader, m/sec	1.0×10^5	1.5×10^5	2.6×10^5
Charge deposited on stepped-leader channel, C	3	5	20
Dart leader			
Velocity of propagation, m/sec	1.0×10^7	2.0×10^7	2.1×10^7
Charge deposited on dart-leader channel, C	0.2	1	6
Return stroke			
Velocity of propagation, m/sec	2.0×10^7	5.0×10^7	2.0×10^8
Current rate of increase, kA/μsec	1	10	210
Time to peak current, μsec	0.5	2	30
Peak current, kA	1	20	250
Time to half of peak current, μsec	10	40	250
Charge transferred excluding continuing current, C	0.2	2.5	20
Temperature, K	0.8×10^4	2×10^4	3.6×10^4
Electron density, m^{-3}	1×10^{23}	3×10^{23}	3×10^{24}
Channel length, km	2	5	14
Continuing current			
Duration of continuing current, msec	50	150	500
Peak continuing current, A	30	150	1600
Charge in continuing current, C	3	25	330
Lightning flash			
Number of strokes per flash	1	3	26
Time interval between strokes in absence of continuing current, msec	3	50	380
Time duration of flash, sec	0.01	0.3	2
Charge transferred including continuing current, C	1	20	400

Tab. 2.2 : Numerische Werte für Erdblitze.
Minimale, maximale sowie typische Werte für stepped leader, dart leader, return stroke und flash (nach Ogawa, 1982, im wesentlichen unter Verwendung der Daten von Uman (1969), die durch neuere Werte ergänzt wurden).

2.1.3. Der Atmospheric

Das Aussenden elektromagnetischer Strahlung ist nicht auf die Zeit des return stroke beschränkt. Betrachtet man die Feldänderung ΔE eines Erdblitzes (Entfernung zum Blitzort ca. 50 km) über einen Zeitraum von 250 ms, aufgeschlüsselt in drei unterschiedliche Frequenzbereiche (1.: 1 - 1000 Hz, 2.: 1 - 100 kHz, 3.: 1 - 100 MHz), so lassen sich eine Anzahl unterschiedlicher Pulsformen feststellen (Abb. 2.4 : Pierce, 1977). Im niederfrequenten Bereich dominieren Feldänderungen durch die continuing currents. Eingeleitet werden die Feldänderungen durch Leaderpulse. Überlagert sind return strokes (hier : vier) und K-Pulse. Auch im mittleren Frequenzbereich sind zuerst Leaderpulse feststellbar, doch die dominierenden Feldänderungen werden durch return strokes hervorgerufen, die in dieser Zeitauflösung wie Nadelimpulse erscheinen. Mit geringerer

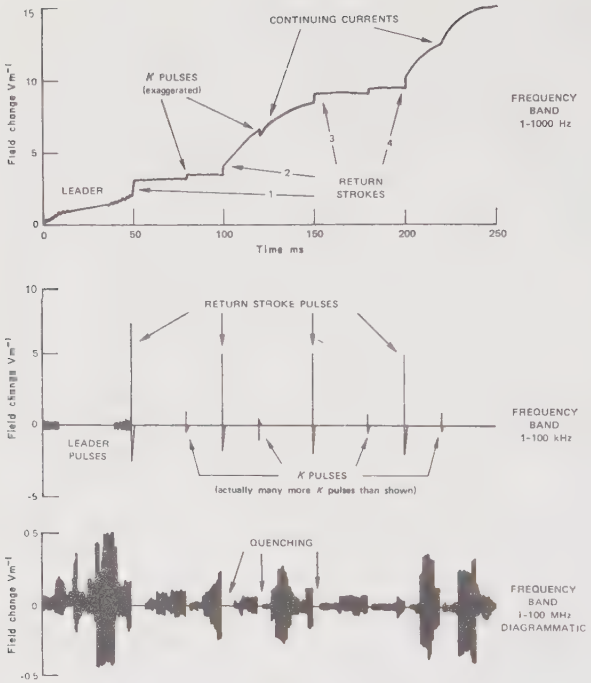


Abb. 2.4 : Änderungen des elektrischen Feldes durch einen Erdblitz (Abstand vom Blitzort : ca. 50 km) im Hertz, Kilohertz und Megahertzbereich. (Man beachte, daß die Ordinatenskalierung im Megahertzbereich gegenüber den beiden anderen Frequenzbereichen um einen Faktor 10 untersetzt ist.) (nach Pierce, 1977)

Amplitude werden auch K-Pulse gemessen. Bei den hochfrequenten Änderungen ist die Zahl der Pulse groß. Hervorgerufen werden sie durch Vorgänge beim Kanalaufbau (leader). Während eines return stroke oder eines K-Pulses sind hochfrequente Pulse nicht feststellbar.

Für die Ausbreitung über große Entfernungen sind die Feldstärkeänderungen durch die continuing currents — sie führen zu den beobachteten "slow tails" (ELF (= Extrem-Low-Frequency) - Komponente der Sferics) — und die Feldstärkeänderungen durch die return strokes (im wesentlichen im VLF) wichtig. Hierbei spielt es auch eine Rolle, daß die Dämpfung frequenzabhängig ist. Die Aufteilung im Fernfeld mit ELF- und VLF-Anteil zeigt schematisch Abb. 2.5, ebenso die Änderung der Wellenform von einem nadelartigen Impuls im Nahfeld zu einer Folge von Schwingungen im Fernfeld.

Da nach Beobachtungen ein Erdblitz im wesentlichen (zumindest unter-

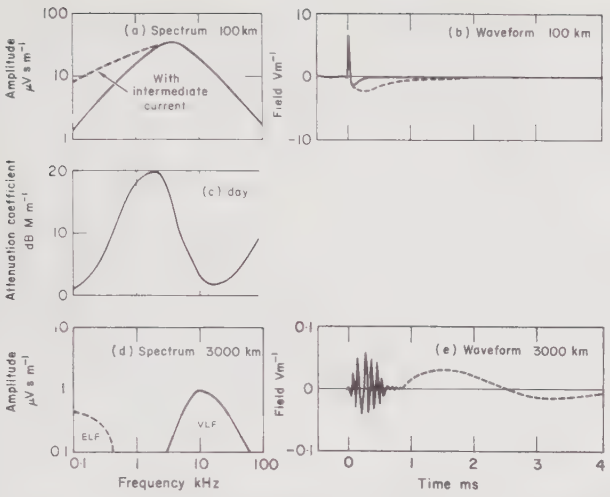


Abb. 2.5 : Die Entstehung eines Sfericsimpulses aufgrund von Quell- und Ausbreitungseigenschaften (schematisch). (a) bzw. (b) zeigen Spektrum bzw. Wellenform in einem Abstand von 100 km vom Blitzort. (c) zeigt die Dämpfung des Wellenleiters, abhängig von der Frequenz. Sowohl Spektrum als auch Wellenform ändern sich, nachdem das Signal einen längeren Weg im Wellenleiter zurückgelegt hat: (d) bzw. (e) zeigen Spektrum bzw. Wellenform im Abstand von etwa 3000 km vom Blitzort. (nach Pierce, 1977)

halb der Wolkenuntergrenze) senkrecht zur Erdoberfläche orientiert ist, ist das abgestrahlte elektrische Feld in vertikaler Richtung linear polarisiert. Somit kann man den Sender Erdblitz in erster Näherung als eine senkrechte Dipolantenne ansehen. Für den Fall idealer Leitfähigkeit der Erde ($\sigma = \infty$) besteht das abgestrahlte elektromagnetische Feld (= Atmospheric) aus einer vertikalen Komponente E_z und einer horizontalen Komponente B_λ (senkrecht zur Ausbreitungsrichtung) (Volland, 1982):

$$(2.1) \quad E_z(\rho,t) = \frac{M}{4\pi\varepsilon_0}\left(\frac{F(t)}{\rho^3} + \frac{1}{c\rho^2}\frac{dF(t)}{dt} + \frac{1}{c^2\rho}\frac{d^2F(t)}{dt^2}\right) \text{ V m}^{-1}$$

$$(2.2) \quad B_\lambda(\rho,t) = -\frac{M}{4\pi\varepsilon_0 c}\left(\frac{1}{c\rho^2}\frac{dF(t)}{dt} + \frac{1}{c^2\rho}\frac{d^2F(t)}{dt^2}\right) \text{ Vs m}^{-2}$$

$M = Q \times l$ (= Dipolmoment, C m)

ε_0 = Dielektrizitätskonstante (Vakuum) ($= 8.85 \times 10^{-12}$ C (V m)$^{-1}$)

c = Lichtgeschwindigkeit (Vakuum) ($= 3 \times 10^8$ m s^{-1})

ρ = Abstand zwischen Quelle und Empfänger (genauer : zwischen La-

dung und Empfänger, dies spielt aber nur bei kurzen Entfernungen eine Rolle)

F(t) ist eine zeitabhängige Strukturfunktion der Form

$$(2.3) \quad F(t) = \begin{cases} -1 & \text{für } t = 0 \\ -1 & \text{für } t > 0 \\ 0 & \text{für } t \to \infty \end{cases}$$

Schon bei Entfernungen von einigen Dekakilometern (Entfernung : ρ_L) liefern die Terme proportional ρ^{-3} (elektrostatische Komponente) bzw. proportional ρ^{-2} (Induktionskomponente) einen so geringen Beitrag, daß man sie vernachläßigen kann, d.h. Gl. 2.1 und 2.2 reduzieren sich zu

$$(2.1') \quad E_z(\rho,t) = \frac{M}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{c^2\rho} \frac{d^2F(t)}{dt^2} \qquad \text{für } \rho > \rho_L$$

$$(2.2') \quad B_\lambda(\rho,t) = -\frac{M}{4\pi\varepsilon_0} \frac{1}{c^3\rho} \frac{d^2F(t)}{dt^2} \qquad \text{für } \rho > \rho_L$$

Die durch die Gleichungen 2.1' und 2.2' dargestellten Terme (Strahlungsterme der Gl. 2.1 und 2.2) nennt man auch allein "Atmospheric" oder kurz "Sferic", weil sie im Fernfeld einzig relevant sind.

Das vom Sender abgestrahlte Signal $E_z = E_z(0,t)$ wird im Übertrager in das am Empfänger ankommende Signal $E_z = E_z(\rho,t)$ umgewandelt (f = Frequenz):

$$(2.4) \quad E_z(\rho,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(\rho,f) \quad \hat{E}_z(0,f) \quad e^{i2\pi ft}\, df$$

Hierbei ist $\hat{E}_z = \hat{E}_z(0,f)$ die Fouriertransformierte des Sferic am Quellort:

$$(2.5) \quad \hat{E}_z(0,f) = |\hat{E}_z| \quad e^{i\Phi} = \int_{-\infty}^{+\infty} E_z(0,t) \quad e^{-i2\pi ft}\, dt$$

Die Eigenschaften des Übertragers sind in der Übertragungsfunktion W = W (ρ, f) zusammenfaßt :

$$(2.6) \quad W(\rho,f) = |W(\rho,f)| \quad e^{i\psi}$$

Die Übertragungsfunktion W (ρ, f) ist eine Funktion des Abstandes ρ zwischen Quelle und Empfänger und der Frequenz f. Weiterhin ist sie abhän-

gig von der Tages- und Jahreszeit sowie von der Ausbreitungsrichtung bezüglich des Erdmagnetfeldes.
Die Phasen der Gl. 2.5 und 2.6 lassen sich zur Summe $\theta(\rho, f)$ zusammenfassen :

$$(2.7) \quad \theta(\rho, f) = \Phi(\rho, f) + \psi(\rho, f)$$

2.2. Der Übertrager

2.2.1. Wellenausbreitung unterhalb 300 kHz

Wellen unterhalb etwa 300 kHz, insbesondere aber unterhalb 30 kHz, werden in einem quasi Wellenleiter geführt, gebildet durch Erde und untere Ionosphäre (siehe Tabelle 1.1). Zur Berechnung der Ausbreitung gibt es zwei Methoden, die strahlenoptische und die modentheoretische (z.B. Wait, 1970).
Bei der ersten Methode betrachtet man das empfangene Sfericssignal als eine Folge aufeinanderfolgender Impulse (siehe Abb. 2.5e). Den kürzesten Weg legt der erste Puls zurück, der sich vom Blitzort entlang der Erdoberfläche ausbreitet und so den Empfänger erreicht (Bodenwelle). Der zweite Puls ist einmal an der Ionosphäre reflektiert worden, der dritte zweimal an der Ionosphäre und einmal an der Erdoberfläche usw. (Vom zweiten Puls an spricht man von Raumwellen.). Falls die Erdoberfläche und eine ebene, scharf begrenzte Ionosphäre in einer Höhe H ideale Reflektoren wären, würde die Zeitverzögerung der Pulse allein durch die Geometrie des Ausbreitungsweges, d.h. abhängig von der Wellenleiterhöhe H und der Empfänger-Quelle Distanz ρ, bestimmt werden.
Bei der zweiten Methode betrachtet man den Blitz als Anreger für eine Anzahl von Wellenleitermoden, die sich zwischen Erdoberfläche und Ionosphäre ausbreiten können. Falls die Grenzen wieder scharf und ideal reflektierend sind, besitzen die Moden Cut-off-Frequenzen bei $n \cdot c / (2H)$, wobei n die Ordnung des Modes und c die Lichtgeschwindigkeit ist. Für $70 \leq H \leq 85$ km liegt die Cut-off-Frequenz für den ersten Mode zwischen 1.8 und 2.1 kHz. Dies entspricht qualitativ Abb. 2.5c, bei der die maximale Dämpfung des Wellenleiters bei Tag bei einigen Kilohertz zu finden ist.

Diese idealisierten Bedingungen werden aber leider nie angetroffen. Die Erdkrümmung ist nicht zu vernachläßigen, die beiden Wellenleiterränder sind nicht genau parallel, die Leitfähigkeit der Erdoberfläche schwankt abhängig vom Untergrund (Wasser, Land, Eis etc.). Die Ionosphäre ist keine scharfe Grenze, an der die Wellen reflektiert werden; sondern die Wellen dringen bis zu einer gewissen Tiefe in die Ionosphäre ein. Hinzu kommt, daß sich die ionosphärischen Eigenschaften durch Ionenproduktion und Ionenverlust ändern. Sie sind abhängig von der Frequenz, von der Tages- und Jahreszeit und vom jeweiligen geomagnetischen Ort. Zusätzlich kann die Ionosphäre die Polarisationsrichtung einfallender Wellen ändern, wodurch z.B. eine vertikal polarisierte Welle in eine vertikal und eine horizontal polarisierte Welle aufgespalten werden kann. Dadurch wird die Energie der vertikal polarisierten Welle reduziert.
Die strahlenoptische Methode ist nur bei geringen Entfernungen anwendbar, bei größeren Entfernungen ($\rho > 1000$ km) und vor allem dann, wenn nur wenige Moden angeregt werden können, ist die Modentheorie vorzuziehen. Für die Fernausbreitung ist der Mode der Ordnung $n = 0$ im ELF und der Mode $n = 1$ im VLF von Bedeutung. Die einzelnen Moden können durch transversale elektrische (TE) oder transversale magnetische (TM) Felder senkrecht zur Ausbreitungsrichtung angeregt werden. Wegen der Schwächung des TE-Modes durch die hohe Leitfähigkeit der Erde ist der TM-Mode der wichtigere. Problematisch bleiben Bereiche mit plötzlicher Änderung der Wellenleitereigenschaften wie z.B. Terminatorübergänge. Hier kann es zur Modenkonversion kommen, d.h. es können Moden höherer Ordnung angeregt werden. Die Moden höherer Ordnung haben nur eine geringe Reichweite, doch kann es am Terminator infolge Energieeinkopplung in Moden höherer Ordnung zur Schwächung des Fernausbreitungsmodes kommen.
Das Problem stellt sich also, eine Übertragungsfunktion $W(\rho, f)$ (siehe Gl. 2.6) zu finden, die die jeweiligen ionosphärischen Bedingungen zutreffend beschreibt.

2.2.2. Bestimmung der Modellfunktion

Die untere Ionosphäre reflektiert zum einen wegen des starken vertikalen Gradienten der Elektronendichte und zum anderen wegen des nahezu streifenden Einfalls der VLF-Wellen bei großen Entfernungen stark. Somit kann man mit Modellen brauchbare Resultate erzielen, die die Ionosphäre als scharf begrenzt betrachten (z.B. Watson, 1919). Realistischer ist es aber, die bisher vorliegenden Beobachtungen der Struktur der unteren Ionosphäre, z.B. Messungen der Stoßfrequenz ν_{ex} (= Elektronen mit einer Konstituente x) (Aggarwal et al., 1979) oder Messungen der Elektronendichte n_e (McNamara, 1979) in ein Ionosphärenmodell einzubringen. Mithilfe solcher Modelle ist man immerhin in der Lage, die mittleren Verhältnisse im Bereich der unteren Ionosphäre einigermaßen genau wiederzugeben. Notwendig wäre es aber, kontinuierliche Messungen zur Verfügung zu haben, wie sie von den Radio Research Laboratories in Japan (z.B. Radio Research Laboratories, 1983) durchgeführt werden. So werden z.B. für jeden Tag (mit genauer Zeitangabe) die "Sudden Ionospheric Disturbances (SIDs)" auf festen Ausbreitungsstrecken gemessen, verursacht durch solare Röntgenstrahlung. Der Nachteil dieser Messungen besteht darin, daß die Daten nur auf wenigen Ausbreitungsstrecken bei etwas höheren Frequenzen gemessen werden und daß die Daten erst zirka zwei Jahre nach der Messung publiziert werden, somit für Echtzeitmessungen nicht verfügbar sind.

Mithin kann man für Echtzeitmessungen und klimatologische Untersuchungen nur auf Modelle zurückgreifen, die den mittleren Zustand der D-Schicht und des Wellenleiters einigermaßen befriedigend beschreiben.

Für den Frequenzbereich zwischen 8 und 30 kHz ist dies mit den von Wait und Walters (1963, 1964) und Wait und Spies (1964) entwickelten Modellen möglich. Benutzt wird die zuvor erwähnte Modennäherung. Auf den für die Sfericsausbreitung zusätzlich relevanten Bereich unterhalb 8 kHz sind die Modenrechnungen von Harth erweitert worden und zusammenfassend bei Harth (1982) dargestellt. Die beiden Ränder des Wellenleiters werden hierbei wie folgt betrachtet: Die Leitfähigkeit der Erdoberfläche wird mit

$\sigma_g = \infty$ angenommen (Die realen Werte für σ_g liegen zwischen 10^{-5} S m^{-1} (Gebirge) und 4 S m^{-1} (Salzwasser).). Die Eigenschaften der Tagionosphäre ($z_0 = 70$ km) werden durch die Profile von Elektronendichte $n_e(z)$ und Stoßfrequenz $\nu_{en}(z)$ beschrieben :

(2.8) $n_e(z) = n_{e0} \; e^{bz} \qquad cm^{-3}$

(2.9) $\nu_{en}(z) = \nu_{en0} \; e^{-az} \qquad s^{-1}$

z = Höhe in km, b = 0.15 (km^{-1}), a = 0.15 (km^{-1}),
$n_{e0} = n_e(z_0) = 300$ (cm^{-3}), $\nu_{en0} = \nu_{en}(z_0) = 5 \times 10^6$ (s^{-1})

Diese Parameter lassen sich auch für ein Nachtmodell verwenden, wobei nur b = 0.35 km^{-1} zu ändern ist. Zur Berücksichtigung des Einflusses des Erdmagnetfeldes auf die Ausbreitung wird ein Anisotropiefaktor Ω eingeführt, wobei

(2.10) $\Omega = \omega_e / \nu_{en0}$

ω_e = Gyrofrequenz der Elektronen

Unter Normalbedingungen (Erdmagnetfeld mit $H_0 = 0.5$ Gauß, Inklination = 67^o) nimmt Ω folgende Werte an (α = Azimutwinkel) :

für West → Ost - Ausbreitung : $\Omega \simeq -1$ ($\simeq \sin(\alpha = 270^o)$)

für Ost → West - Ausbreitung : $\Omega \simeq +1$ ($\simeq \sin(\alpha = 90^o)$)

für Nord → Süd / Süd → Nord - Ausbreitung : $\Omega \simeq 0$ ($\simeq \sin(\alpha = 0^o / 180^o)$)

Für den Fall eines sphärischen Wellenleiters führen die Rechnungen auf eine Modengleichung der Form

(2.11) $R_i \; R_g \; e^{iL} = e^{-i2\pi n} = 1$ (für n = 1, . . . , m)

R_i, R_g sind die Reflexionsfaktoren der Erdoberfläche bzw. der Ionosphäre. Für L gilt :

(2.12) $L = 2/3 \; k \; a \; (C'^3 - C^3)$

C' ist hierbei :

(2.13) $C' = (C^2 + 2h/a)^{1/2}$

k ($= 2\pi/\lambda$) ist die Wellenzahl, a = Erdradius, h = Höhe des Wellenleiters, C ist der Kosinus des Einfallswinkels am Boden

Für den Fall $|C^2| \gg 2h/a$ (Grenzfall des ebenen Wellenleiters) reduziert sich Gleichung 2.12 zu

(2.14) $L = 2k \quad h \quad C$

Somit reduziert sich die Modengleichung 2.11 auf die Gleichung für das ebene Modell

(2.15) $R_g \quad R_i \quad e^{-i2khC} = 1$

Sei die Erdoberfläche ein idealer Reflektor ($R_g = +1$), so erhält man aus Gl. 2.15 die Modeeigenwerte C_n

(2.16) $C_n = \frac{\pi (2n - 1)}{2kh + i\alpha}$

Die Dämpfung A_n bzw. die Phasengeschwindigkeit v_n des n-ten Modes lassen sich nun aus der Ausbreitungskonstanten S_n berechnen :

(2.17) $S_n = (1 - C_n^2)^{1/2} \simeq 1 - C_n^2 / 2$

(2.18) $A_n = -k \quad Im(S_n) \qquad$ neper km^{-1}

(2.19) $v_n = c \quad (Re(S_n))^{-1} \qquad m \; s^{-1}$

Mit den Gleichungen 2.18 und 2.19 lassen sich die Ausbreitungseigenschaften der einzelnen Moden beschreiben. Da höhere Moden ($n > 1$) nur bei Entfernungen kleiner als 1000 km eine Rolle spielen, beschränkt man sich im allgemeinen auf den ersten Mode. In diesem Fall sind sowohl SAR (Spectral Amplitude Ratio) als auch GDD (Group Delaytime Difference) lineare Funktionen der Entfernung ρ zwischen Quelle und Empfänger. Im folgenden wird auf beide Größen noch näher eingegangen.
Für die SAR gilt

(2.20) $SAR = a + \rho \quad \left(20 \log \frac{A_1(f_1)}{A_2(f_2)} \right)$

f_1, f_2 sind Frequenzen (Hz)

Im Falle des ersten Modes ergibt sich für die Phase $\theta(\rho, f)$ (siehe Gl. 2.7)

(2.21) $\theta(\rho, f) = \Phi(\rho, f) - \rho f / v_1(f)$

$v_1(f)$ = Phasengeschwindigkeit des ersten Modes

Die Gruppenlaufzeitdifferenz GDD ist definiert als

$$(2.22) \quad GDD \equiv \Delta t_{gr} \simeq \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial \omega^2} \Delta\omega$$

Durch Ersetzen der Differentiale durch Differenzen erhält man

$$(2.23) \quad GDD \equiv \Delta t_{gr} \simeq \frac{\vartheta_2 - \vartheta_m}{\omega_2 - \omega_m} - \frac{\vartheta_m - \vartheta_1}{\omega_m - \omega_1} = \frac{\vartheta_2 + \vartheta_1 - 2\vartheta_m}{\Delta\omega}$$

ϑ_1, ϑ_m, ϑ_2 } = Phase des { 5, 7, 9 } kHz-Signals

Setzt man Gl. 2.21 in Gl. 2.23 ein, so erhält man die GDD-Gleichung für den ersten Mode

$$(2.24) \quad GDD = b - \frac{\rho}{\Delta f}\left(\frac{f_2}{v_1(f_2)} + \frac{f_1}{v_1(f_1)} - \frac{2f_m}{v_1(f_m)}\right)$$

Die Größen a (in Gl. 2.20) und b (in Gl. 2.24) sind Konstanten, auf die noch an anderer Stelle näher eingegangen wird (Kap. 3.2).

In Abbildung 2.6 sind die sich für den ersten Mode ergebenden Modell-

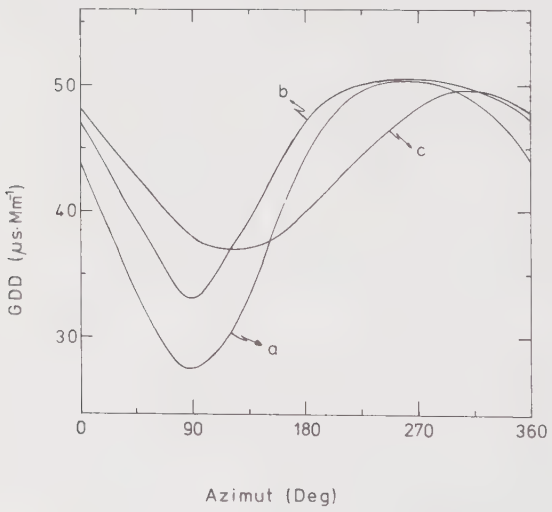


Abb. 2.6 : Die Modellfunktionen für die GDD (us Mm^{-1}) in Abhängigkeit vom Azimutwinkel α für ein Tagmodell.
(a) Modellfunktion für das ebene Modell (nach Gl. 2.15),
(b) Modellfunktion für das sphärische Modell (nach Gl. 2.11),
(c) empirisch abgeleitete Modellfunktion (Gl. 2.25)

funktionen für das ebene Modell (Gl. 2.15, Kurve a) und das sphärische Modell (Gl. 2.11, Kurve b) für die normierte Gruppenlaufzeitdifferenz GDD ($\mu s \times Mm^{-1}$) gegen das Azimut α für das Tagmodell (h = 70 km) aufgetragen. Die beiden Kurven (a) und (b) beziehen sich auf Wellenleiterverhältnisse in mittleren Breiten. Aus den gemessenen Daten der Station Tel Aviv läßt sich eine Kurve (c) ableiten, die zum einen eine erheblich geringere Amplitude besitzt, entsprechend einer weniger stark ausgeprägten West-Ost ($90^o/270^o$) - Anisotropie aufgrund des Erdmagnetfeldes, als die Modellkurve (a) und (b) annehmen lassen, zum anderen zeigt (c) eine Nord-Süd ($0^o/180^o$) - Anisotropie, die bei (a) und (b) fehlt.
Die Modellfunktion für den Fall (c) lautet :

(2.25) $GDD(\alpha, 70) = 43.5 + 4\cos(\alpha) - 5\sin(\alpha) + 0.5\cos(2\alpha)$ $(\mu s \quad Mm^{-1})$

Ob die stärkere West-Ost-Anisotropie ein Fehler zumindest des ebenen Modells ist, oder ob dieser Effekt der äquatornäheren Breite der Empfangsstation (Inklinationswinkel Tel Aviv : ca. 45^o) zuzuschreiben ist, läßt sich bisher noch nicht klären. Eine Untersuchung von VLF-Empfangsdaten einer Station in Berlin (Ingmann et al., 1981) läßt aber eine weniger starke West-Ost-Anisotropie auch in mittleren Breiten als wahrscheinlich erscheinen.
Für eine beliebige Höhe h des Wellenleiters bei bekanntem Tagmodell GDD $(\alpha, 70)$ (Gl. 2.25) läßt sich die Abhängigkeit der Modellfunktion aus der Gleichung für den idealen Wellenleiter ableiten. Für den idealen Wellenleiter ($R_g = +1$, $R_i = -1$) ist die GDD proportional h^{-2} (Volland, 1968):

(2.26) $$GDD \sim \frac{1}{h^2}$$

Aus der inversen Proportionalität zu h^2 folgt für eine beliebige Höhe des Wellenleiters

(2.27) $$GDD(\alpha, h) = GDD(\alpha, 70) \quad \left(\frac{70}{h}\right)^2$$

Für h gilt im allgemeinen $70 \leq h \leq 85$ km. Somit kann für jede Höhe h des Wellenleiters ein geeigneter Modellwert in Abhängigkeit vom Azimut bestimmt werden.

2.3. Der Empfänger

Die VLF-AA-Meßstation besteht aus einer Antennenanordnung mit Kreuzrahmen- und Stabantenne zum Empfang von magnetischem und elektrischem Feld, dem VLF-AA zur Messung der Parameter und einem Tischrechner der Firma Hewlett-Packard (HP9825) zur Datenaufbereitung. Der Atmospherics-Analyzer ist eine Weiterentwicklung des von Heydt (1967) entwickelten Geräts. Die Unterschiede zwischen dem jetzigen Gerät („4/79") und der ersten Generation („66"er Gerät) bestehen zum einen darin, daß es bei der ersten Generation möglich war, den Empfänger nahezu beliebig auf Frequenzen zwischen 5 kHz und 50 kHz abzustimmen, zum anderen lagen bei der ersten Generation die Meßgrößen nur als Analogspannungen vor, um die Parameterwerte auf einem Oszillographenschirm (z.B. x - Achse : Entfernungsparameter, y - Achse : Azimut) als Punkte in der x - y - Ebene darzustellen, die von einer Kamera fotographisch registriert wurden. Die Auswertung der dabei entstehenden Punktwolken mußte dann optisch erfolgen. Bei der aktuellen Version sind die Empfangsfrequenzen fest bei 5, 7 und 9 kHz. Die Parameter stehen sowohl in analoger als auch in digitaler Form zur Verfügung. Die Analogspannungen können an der Frontseite des jetzigen Geräts zu Kontrollzwecken abgenommen werden.

Der VLF-AA mißt folgende Größen schmalbandig mit je 120 Hz Bandbreite:

1. Die spektrale Amplitude SA, das ist die Amplitude der Fouriertransformierten aus Gl. 2.3 (bei 5 kHz)

(2.28) $$SA \equiv 20 \log \left| W(\rho,f) \quad \hat{E}_z(0,f) \right|$$

2. Das spektrale Amplitudenverhältnis SAR, d.h. das Verhältnis zwischen SA_1 (= SA_{5kHz}) und SA_2 (= SA_{9kHz})

(2.29) $$SAR \equiv \frac{SA_1}{SA_2} = 20 \log \frac{\left| W(\rho,f_1) \quad \hat{E}_z(0,f_1) \right|}{\left| W(\rho,f_2) \quad \hat{E}_z(0,f_2) \right|}$$

3. Die Gruppenlaufzeitdifferenz GDD (siehe Gl. 2.23), d.h. die unterschiedliche Ankunftszeit der zwei spektralen Gruppen 6 kHz und

8 kHz unter Benutzung der zweiten Ableitung der Phase der Fouriertransformierten (Gl. 2.22).

4. Die Einfallsrichtung PSI des Sferic.

GDD und SAR sind Maßzahlen für den Einfluß des Wellenleiters auf die Signale. Die SA wird nicht nur durch den Wellenleiter beeinflußt, sondern zeigt zusätzlich Eigenschaften der Quelle, die bei der aus der SA abgeleiteten SAR durch Verhältnisbildung eliminiert werden.

In Abb. 2.7 ist das Funktionsdiagramm des jetzigen VLF-AA (Typ 4/79) dargestellt. Die beiden Loops (1 und 2, Kreuzrahmenantenne, abgestimmt auf 9 kHz) dienen zur Richtungsfindung des Atmospheric aus dem Magnetfeld. Hierzu wird wegen der Doppeldeutigkeit der Richtungsmessung aus

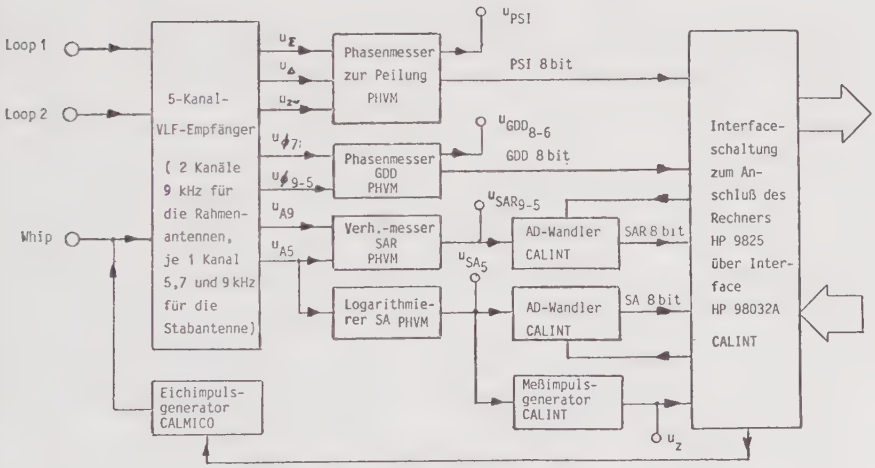


Abb. 2.7 : Das Funktionsdiagramm des VLF-AA.
Die Abbildung zeigt schematisch den Aufbau des VLF-AA, bestehend aus den Baugruppen Empfänger, Phasenverhältnismesser (PHVM), Calculator-Interface (CALINT) (Interface zum HP9825) und Calibrationsmeßimpulsgeber (CALMICO).

der E_z - Komponente (Whip) eine Größe („Hemisphärenbit") abgeleitet, die eine eindeutige Richtungszuordnung ermöglicht. Für die Richtungsfindung stehen am Ausgang des Empfängers drei Spannungen zur Verfügung:

eine Summenspannung u_{Σ}, eine Differenzspannung u_{Δ} und eine Spannung u_z. Aus diesen Spannungen wird auf der PHVM - (PHasenVerhältnisMesser)-Karte die richtungsproportionale Spannung u_{PSI} abgeleitet.

Aus dem elektrischen Feld (Stabantenne) werden vom Empfänger schmalbandig die Frequenzen 5, 7 und 9 kHz ausgeblendet und die Spannungen für die einzelnen Parameter erzeugt: für die Messung der Laufzeitdifferenz GDD_{8-6} zwei Signale $u_{\Phi 7}$ und $u_{\Phi 9-5}$, für das spektrale Amplitudenverhältnis SAR_{9-5} u_{A9} und u_{A5} sowie letztere auch für die spektrale Amplitude SA_5. Auf der PHVM-Karte wird aus $u_{\Phi 7}$ und $u_{\Phi 9-5}$ die Spannung u_{GDD}, aus u_{A9} und u_{A5} u_{SAR} sowie aus u_{A5} logarithmiert u_{SA}. Während sowohl u_{PSI} als auch u_{GDD} durch geeignete Wahl der Bauteile analog und digital vorliegen, müssen die Analogspannungen u_{SAR} und u_{SA} erst über A/D-Wandler auf der CALINT- (CALculator-INTerface) - Karte in digitale Signale umgesetzt werden. Somit stehen letztendlich vier digitalisierte Parameter zu je 8 Bit zur Verfügung, die in 2 x 16 - Bit - Blökken in der Reihenfolge SA, SAR / PSI, GDD über ein 16 - Bit Interface an den HP9825 übermittelt werden. Für die Parameter liegen Klasseneinteilungen vor, wobei für SA und SAR je 192 Klassen und für GDD 250 Klassen existieren (SA : -6 bis +42 dB, SAR : -12 bis +36 dB, SA, SAR je 0.25 dB Klassenbreite, GDD : -62.5 bis +437.5 µs bei 2 µs Klassenbreite). Für PSI stehen 240 Klassen mit 1.5 Grad Klassenbreite zur Verfügung.

Die CALMICO - (CALibrationsMeßImpulsgeber COmparator) - Karte dient im wesentlichen zur Erzeugung von Eichimpulsen zur Funktionskontrolle des VLF-AA.

Der VLF-AA analysiert jeden ankommenden Impuls, dessen spektrale Amplitude bei 5 kHz die Eingangsschwelle S (geräteabhängig, im Mittel bei etwa 0.8 µV m^{-1} Hz^{-1}) knapp oberhalb des Rauschpegels überschreitet.

3. Die Datenauswertung

3.1. Das Fitprogramm

Ein Meßzyklus dauert 20 Minuten, wovon 18 Minuten zur Datenaufnahme dienen. Die Zeitsteuerung erfolgt über eine Quarzuhr.
Während der Meßzeit werden die Parameterwerte in Histogrammform abgespeichert. Die Verarbeitungszeit eines einzelnen Sfericimpulses, d.h. die Zeit zur Parametermessung und Datenaufnahme des Rechners dauert ca. 50 ms. Damit ist sichergestellt, daß im allgemeinen nur first return strokes und keine weiteren empfangen werden, da diese normalerweise in einem zeitlichen Abstand von etwa 40 ms auf den ersten folgen. Während dieser Totzeit von ca. 50 ms werden auch keine weiteren Impulse empfangen und fehlen damit für die Statistik. Dies ist aber insofern unkritisch, als von diesem „Ausfall" jede Quelle gleichartig betroffen wird. Die restlichen zwei Minuten des Meßzyklus werden zur statistischen Datenreduktion benötigt.
Für die Datenreduktion ist von Vorteil, daß alle vier gemessenen Parameter im allgemeinen normalverteil sind. Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der spektralen Amplitude SA gehorcht einer logarithmischen Normalverteilung (Fisz, 1980) :

$$(3.1) \qquad N = \frac{0.174}{\sigma} N_0 \int_S^\infty \exp\left(- \frac{(\log y - \log \bar{y})}{2\sigma^2} \right) \frac{dy}{y}$$

N = Anzahl der Atmospherics ≥ Eingangsschwelle S,

N_0 = Gesamtzahl der Atmospherics, σ = Standardabweichung

Die Größe $\bar{y}$ ist wie folgt definiert :

$$(3.2) \qquad \bar{y} = z \quad \exp(-2.65\,\sigma^2)$$

$$z = A \quad |W(\rho,f) \quad \hat{E}_0(\rho,f)|$$

A = Verstärkungsfaktor (empfängerabhängig),

$\hat{E}_0$ = statistisches Mittel von $|\hat{E}_z|$ (Gl. 2.5)

Bei Kenntnis der Größe z kann man die Ausbreitungsfunktion bestimmen, wenn man $\hat{E}_0$ kennt oder umgekehrt $\hat{E}_0$ bestimmen, wenn man $|W|$ (siehe

Gl. 2.6) z.B. aus dem Wellenleitermodell kennt.

SAR, GDD und das Azimut PSI werden mit einfachen Normalverteilungen gefittet. Entgegen dem üblichen Least-Square-Fit wird eine logarithmische Minimierungsbedingung gewählt :

$$(3.3) \quad \sum_i w_i \quad (\ln Y_i - \ln X_i)^2 = \text{Min}$$

Y_i = Fitfunktion (Normalverteilung),

X_i = gemessener Histogrammwert,

w_i = Wichtungsfaktor

bzw.

$$(3.4) \quad \frac{\partial}{\partial p_j} \sum_i w_i \quad (p_0 + p_1 y_i + p_2 y_i^2 - \ln X_i)^2 = 0 \qquad (j = 1,2,3)$$

Für den Fall, daß Y_i eine Normalverteilung

$$(3.5) \quad Y_i = \frac{Y_0}{\sigma (2\pi)^{1/2}} \exp \left(- \frac{(y_i - \bar{y})^2}{2\sigma^2} \right)$$

ist, lassen sich die p_j und die Parameter der Normalverteilung (Y_0, $\bar{y}$ und σ) durch Koeffizientenvergleich aus Gl. 3.4 bestimmen :

$$(3.6) \quad \begin{aligned} p_2 &= -\frac{1}{2\sigma^2} \quad \rightarrow \quad \sigma = \frac{1}{(-2p_2)^{1/2}} \\ p_1 &= \frac{\bar{y}}{\sigma^2} \quad \rightarrow \quad \bar{y} = p_1 \sigma^2 \\ p_0 &= \ln Y_0 - \ln (\sigma (2\pi)^{1/2}) - \frac{\bar{y}^2}{2\sigma^2} \quad \rightarrow \\ &\rightarrow \quad Y_0 = \sigma (2\pi)^{1/2} \exp \left(p_0 + \frac{\bar{y}^2}{2\sigma^2} \right) \end{aligned}$$

Setzt man für die Gewichte $w_i = X_i$, so sieht man aus Gl. 3.3 den Unterschied des logarithmischen gegenüber dem linearen Least-Square-Fit : Im logarithmischen Fall haben sowohl die sehr großen als auch die sehr kleinen Werte (Rauschen) der Histogrammverteilung einen geringen Einfluß auf den Fit, dieser wird also im wesentlichen von den mittleren Werten bestimmt. Für die weitere Datenverarbeitung werden die Mittelwerte $\bar{y}$ der Parameter als Input benutzt.

In Abb. 3.1 ist ein Beispiel einer solchen Datenauswertung (23.6.1981,

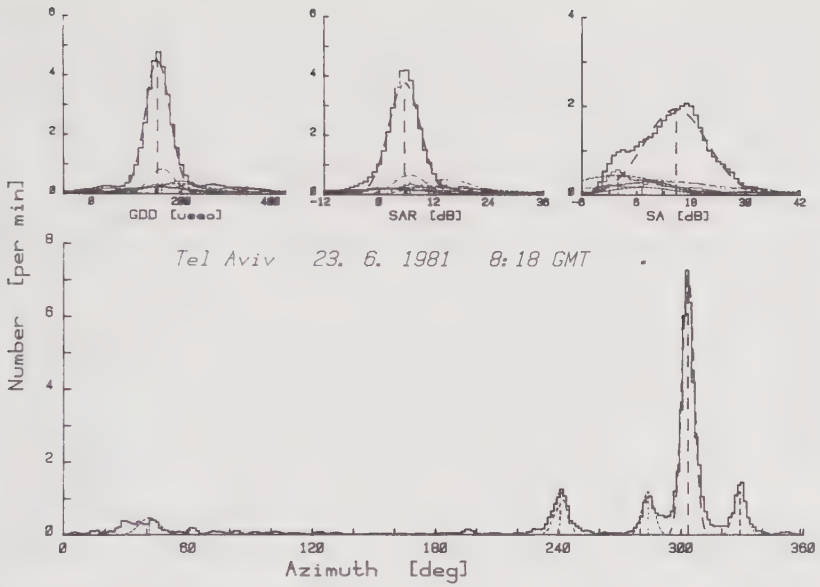


Abb. 3.1 : Beispiel einer Histogrammverteilung: 23.6.1981 / $8^h.00$ - $8^h.20$. Hier sind die Histogramme für die Parameter PSI, GDD, SAR und SA geplottet. Vom Datenauswerteprogramm werden fünf Herde entdeckt. Die hierfür berechneten Gaußfits sind ebenfalls eingetragen.

8.00 bis 8.20 GMT) mit den Histogrammverteilungen und den daraus berechneten Gaußfits geplottet.

Die statistische Bearbeitung der Parameter beginnt mit Quellen der größten Quellstärke, gegeben durch die Anzahl der Impulse pro Minute.

In der jetzigen Version des Auswerteprogramms macht sich noch ein Mangel störend bemerkbar : Die Histogramme werden quasi eindimensional ausgewertet, damit hängt die Unterscheidbarkeit zweier Quellen allein davon ab, ob sie auch in der Azimutverteilung voneinander getrennt werden können. Dadurch tritt der Fall ein, daß das Fitprogramm im Azimut dicht nebeneinander liegende Quellen nicht mehr trennt, auch wenn die übrigen Parameterwerte mehr als ein Maximum zeigen, d.h. es handelt sich um Meßwerte unterschiedlich weit entfernter Quellen ähnlichen Einfallswinkels. Dies führt dazu, daß die Quellen zu einer zusammengefaßt

werden. Da von der nächsten Quelle meist mehr Impulse den Empfänger erreichen, führt dies dazu, daß der Fit nur die nächste Quelle zeigt. Eine Entferntere wird unterdrückt. Damit wird künstlich die Reichweite des Empfängers durch die Auswertesoftware beschränkt. Noch unangenehmer ist der Fall, daß die Impulsrate einer näheren und einer weiteren Quelle in etwa gleichgroß sind (d.h. schwache Nahquelle und starke Fernquelle) : Dies führt zu einer Mittelwertbildung in einem Wertebereich, für den überhaupt keine Meßwerte vorliegen. Das Fitmaximum kann dann genau im Minimum zwischen zwei Parametermaxima liegen.
Das Problem läßt sich dadurch lösen, daß man in einer überarbeiteten Version des Auswerteprogramms dazu übergeht, eine quasi zweidimensionale Datenanalyse (Parameter / Azimut) durchzuführen und hieraus die statistischen Parameter abzuleiten, da eine vollständige zweidimensionale Analyse die Grenzen der Rechnerkapazität überschreiten würde, sowohl wegen des benötigten Speicherplatzes als auch in Hinsicht auf die Dauer der Auswertung.

3.2. Eigenschaften der abgeleiteten Parameter

Da nach Gl. 2.20 und 2.24 sowohl SAR als auch GDD lineare Maßzahlen für die Entfernung zwischen Quelle und Empfänger sind, müßten beide Parameter miteinander sehr gut korreliert sein. Ein Beispiel einer solchen Auswertung zeigt Abb. 3.2 (Dies ist die stärkste Quelle aus Abb. 3.1). Aufgetragen ist hier für die Station Tel Aviv die zeitabhängige Variation der Parameter GDD (links) und SAR (rechts). Im allgemeinen stimmt der zeitliche Verlauf beider Parameter qualitativ recht gut überein. Ein quantitatives Maß für die Korrelation zwischen GDD und SAR läßt sich aus einem Plot ableiten, bei dem für einzelne Winkelsektoren (Breite : 10^{o}) GDD gegen SAR der gleichen Quellen für einen Zeitraum von mehreren Stunden unter möglichst konstanten ionosphärischen Bedingungen aufgetragen wird. Ein solcher Plot ist in Abb. 3.3 für den Winkelsektor 296^{o} - 305^{o} (Zeitraum : 1.1. bis 31.12.1981, 9 - 15 GMT) dargestellt. Hieraus läßt sich eine recht gute Korrelation für kleinere und mittlere Werte ableiten. Die Streuung ist sehr gering (bis auf einige Ausreißer).

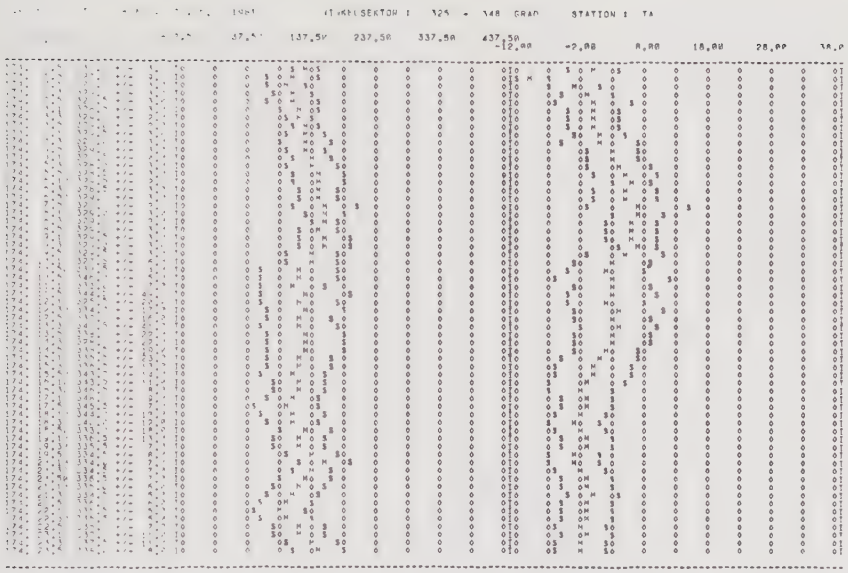


Abb. 3.2 : Das Verhalten von GDD/SAR - Meßpaaren.
Hier ist als Beispiel für das zu beobachtende Verhalten der beiden Parameterwerte GDD und SAR die stärkste Quelle aus Abb. 3.1 dargestellt (23.6.1981). „M" bedeutet Mittelwert ($\simeq \bar{y}_i$), „$" gibt die Streuung an ($\simeq \sigma_i$) (siehe Kap. 3.1).

Der lineare Bereich reicht bis etwa 25 dB (SAR). Während der Dynamikbereich der GDD nahezu den gesamten Meßbereich umfaßt, treten bei SAR nur Werte bis maximal 25 dB auf. Ein ähnliches Bild zeigen auch alle anderen Winkelklassen. Dieses Verhalten der Parameter kann in Zusammenhang mit dem in Kap. 3.1 beschriebenen Mangel des Auswerteprogramms stehen, der sich bei GDD anders als bei SAR auswirkt, kann aber auch parameterspezifische Gründe haben.

Tagesplots wie Abb. 3.3 dienen dazu, auch Fehler in der Hemisphärenzuordnung zu korrigieren. Hemisphärenfehler traten in Tel Aviv vom 23.3. 1980 (Installation) bis zum 21.6.1981 (Reparatur) auf. Bei diesem Fehler wird durch eine falsch eingestellte Phasenverschiebung in bestimmten Winkelsektoren ein falsches Hemisphärenbit zugeordnet, so daß diese Win-

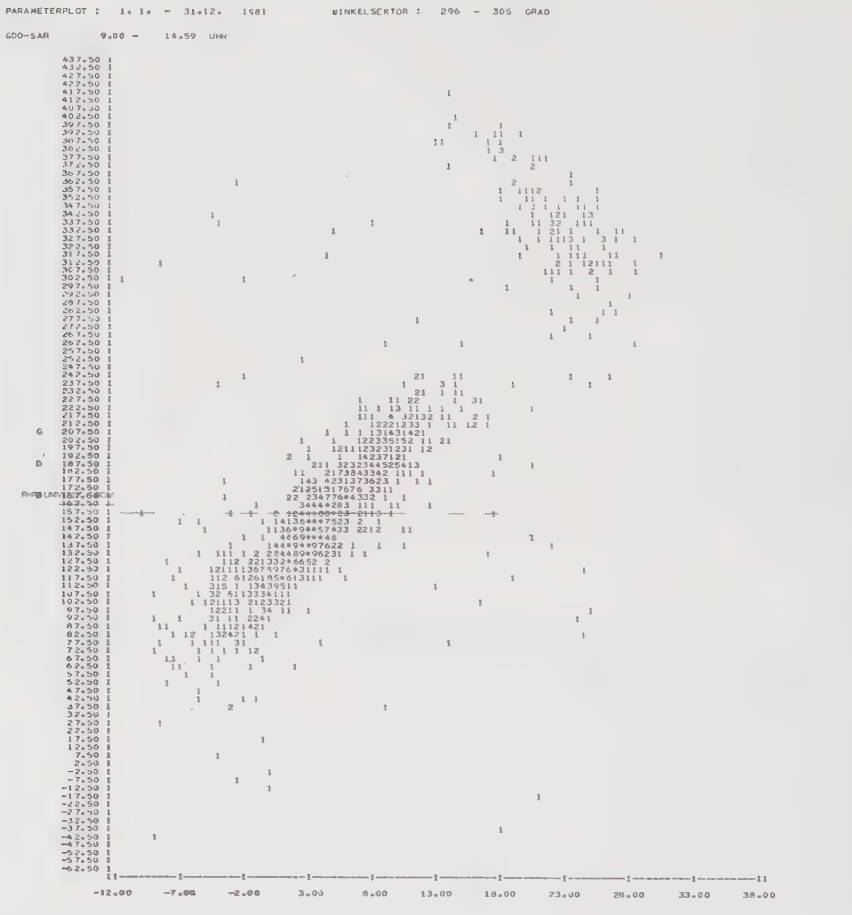


Abb. 3.3 : Parameterplot, GDD gegen SAR (Tagwerte : 9 bis 15 GMT, 1.1. bis 31.12.1981). In dieser Abbildung sind die jeweils von einer Quelle stammenden GDD/SAR-Paare für einen 10^{O} - Winkelsektor (296^{O} - 305^{O}) gegeneinander aufgetragen. Unter dem Plot sind die zugehörigen statistischen Parameter aufgelistet.

kelbereiche um 180^{O} verschoben auftreten, während im ursprünglichen Winkelbereich eine Lücke existiert. Abb. 3.4 zeigt das Winkelhistogramm für Tel Aviv (1980). Hier lassen sich vier Lücken feststellen, bei ca. 180^{O}, 230^{O}, 275^{O} und 330^{O}. Entsprechend lassen sich um ungefähr 180 Grad verschoben Maxima finden (um 0^{O} ist das Maximum allerdings nur sehr schwach), nämlich um ca. 50^{O}, 100^{O} und 150^{O}. Daß Daten in diesen Winkelbereichen zumindest teilweise nicht in diese gehören können, zeigt das Beispiel des GDD/SAR-Plots für den Winkelbereich um 150^{O} (Abb. 3.5). Der Plot zeigt zwei Häufigkeitsellipsen deren große Halbachsen eine unterschiedliche Steigung aufweisen. Die Steigung der Geraden durch die großen Halbachsen ist angedeutet durch zwei durchgezogene Striche. Durch Wahl einer geeigneten Grenzfunktion (gestrichelt in Abb. 3.5) läßt sich der Fehler in den meisten Fällen korrigieren (nicht für kleine Werte). Ursache für die unterschiedliche Steigung ist das unterschiedliche GDD/SAR-Verhältnis für verschiedene Ausbreitungsrichtungen. Verantwortlich hierfür ist die Anisotropie des Wellenleiters (siehe Kap. 2.2.2). Solange der Fehler bei Winkeln in der Nähe von 270^{O} oder 90^{O} auftritt — und wie in Abb. 3.5 auch noch bei 150^{O} — , läßt er sich mit der oben beschriebenen Methode weitgehend korrigieren. Dies wird aber unmöglich bei Winkeln von 0^{O} bzw. 180^{O}, da sich in diesem Fall beide Häufigkeitsellipsen nahezu vollständig überdecken.

Bei Nacht läßt sich aus einem Abb. 3.3 entsprechenden Plot im allgemeinen keine lineare Beziehung zwischen GDD und SAR mehr erkennen (Abb. 3.6). Es zeigen sich lediglich zwei Häufungswolken, eine elliptische Konfiguration läßt sich nicht mehr finden.

Berücksichtigt man in zu Abb. 3.3 analogen Plots für alle Winkelklassen (Tagwerte) nur den linearen Bereich, so lassen sich aus diesen Plots die kombinierten Quell- und Gerätekonstanten (Konstanten (a) bzw. (b) in Gl. 2.20 bzw. 2.24) sowie die Modellverhältnisse von GDD- und SAR-Modell ableiten, wenn man die Gl. 2.20 und 2.24 wie folgt vereinfacht :

$$(3.7) \quad SAR(\alpha) = a + c(\alpha) \quad \rho$$

$$(3.8) \quad GDD(\alpha) = b + d(\alpha) \quad \rho$$

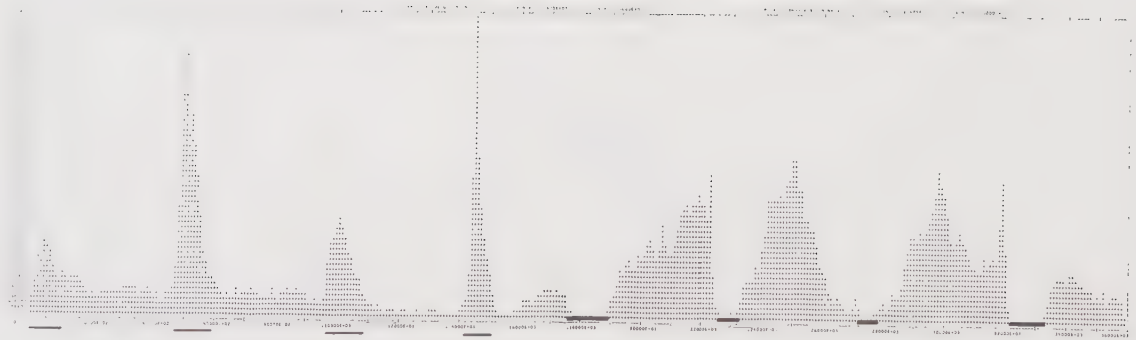
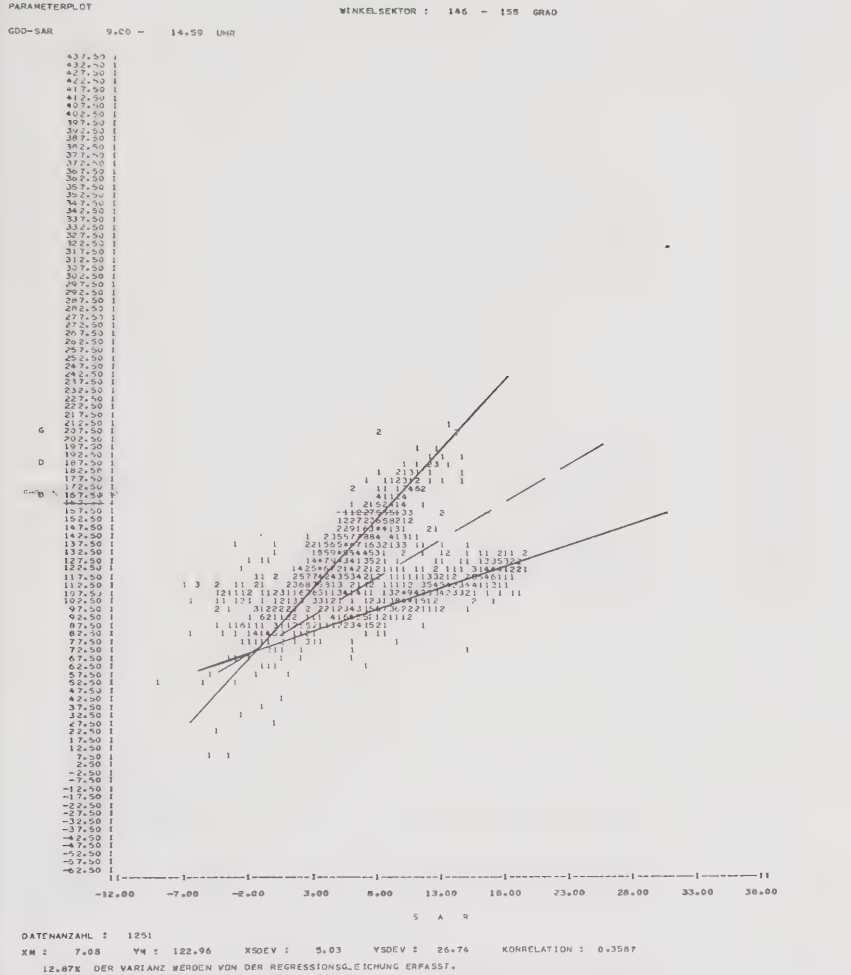


Abb. 3.4 : Azimuthistogramm für die Station Tel Aviv für das Jahr 1980.
In diesem Plot ist die Zahl aller im Zeitraum 23.3. bis 31.12.1980 in Tel Aviv empfangenen Herde in Abhängigkeit vom Azimut aufgetragen (Winkelauflösung : 1^{o}). Die Lücken in der Verteilung sind durch einen Balken im entsprechenden Azimutbereich gekennzeichnet, die hierzu um 180^{o} verschobenen Winkelbereiche sind durch Unterstreichung kenntlich gemacht.



DATENANZAHL : 1251

XM : 7.08 YM : 122.96 XSDEV : 5.03 YSDEV : 26.74 KORRELATION : 0.3587

12.87% DER VARIANZ WERDEN VON DER REGRESSIONSGLEICHUNG ERFASST.

STEIGUNG : 1.905 SCHWANKUNGSBREITE : 1.630 2.180 ACHSENABSCHNITT : 109.176 SCHWANKUNGSBREITE : 107.086 111.865

Abb. 3.5 : Parameterplot GDD gegen SAR (Tagwerte : 9 bis 15 GMT, 23.3. bis 31.12.1980) (analog Abb. 3.3).
Die beiden ausgezogenen Linien zeigen die Lage der großen Halbachsen der beiden Häufigkeitsellipsen, die gestrichelte Linie die Lage der „Grenzgeraden".

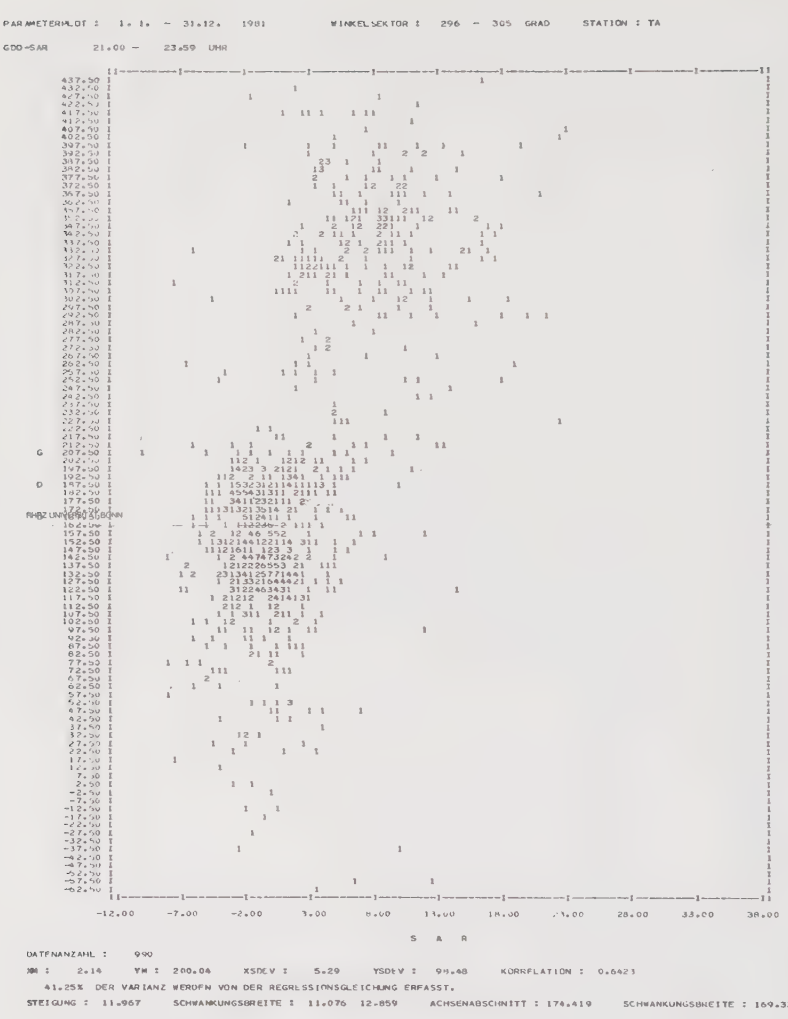


Abb. 3.6 : Parameterplot GDD gegen SAR (Nachtwerte : 21 bis 24 GMT, 1.1. bis 31.12.1981) (analog Abb. 3.3)

$c(\alpha)$ bzw. $d(\alpha)$ sind die winkelabhängigen Modellwerte für das SAR- bzw. GDD - Modell.

Setzt man Gl. 3.7 in 3.8 ein (Eliminieren von ρ), so erhält man GDD als GDD = f (SAR) :

(3.9) $$GDD(\alpha) = b - a\frac{d(\alpha)}{c(\alpha)} + \frac{d(\alpha)}{c(\alpha)}\,SAR(\alpha)$$

Dies ist eine Geradengleichung mit der Steigung ($d(\alpha) / c(\alpha)$) und dem Achsenabschnitt ($b - a\ d(\alpha) / c(\alpha)$). Die Steigung gibt damit genau das Modellverhältnis GDD zu SAR an. Die Konstanten (a) und (b) lassen sich dann aus einem Least-Square-Fit berechnen, wenn $d(\alpha) / c(\alpha) = \gamma(\alpha)$

(3.10) $$f(\alpha) = b - a\ \gamma(\alpha)$$

Für $\gamma(\alpha)$ ergeben sich Werte zwischen 1.5 (Ost - West -) und 9 (West-Ost - Ausbreitung). Für (a) bzw. (b) erhält man : a = -7.5 dB bzw. b = 50 µs. Die Größen (a) und (b) sind Konstanten, die sich jeweils aus zwei Anteilen zusammensetzen : einem Anteil, der der Quelle zuzuordnen ist und einem Anteil, der vom Atmospherics-Analyzer verursacht wird. Da der Quellanteil der SAR $SAR_Q \simeq -7$ dB, der Quellanteil der GDD $GDD_Q \simeq$ 10 µs beträgt (Volland, 1982), ergibt sich für die Gerätekonstanten des Tel Aviv - Geräts $SAR_{TA} \simeq -0.5$ dB und $GDD_{TA} \simeq 40$ µs.

Generell muß nicht nur zwischen GDD und SAR sondern auch zwischen SAR und SA sowie zwischen GDD und SA eine lineare Beziehung bestehen, wobei die SA (Gl. 2.28) noch einen wesentlich größeren, variablen Quellanteil enthält, während die aus zwei spektralen Amplituden abgeleitete SAR wegen der Verhältnisbildung (Gl. 2.28) nur noch einen sehr kleinen konstanten Quellterm enthält (s.o.). Damit ist bei einem Plot analog Abb. 3.3 für GDD gegen SA eine wesentlich größere Streung und wegen der Abnahme der SA mit der Entfernung eine negative Korrelation zwischen GDD und SA zu erwarten. Dies wird durch Abb. 3.7 bestätigt. Wie man sieht, hat die SA nur eine beschränkte Reichweite (siehe linke „Kante"); d.h. die Maxima der SA - Verteilungen werden bei größeren Entfernungen (bei Tag etwa $\rho > 2000$ km) nicht mehr empfangen, so daß ein Fit (Gl. 3.1), der die ursprüngliche Verteilung adäquat wiedergibt, nicht mehr möglich ist (siehe z.B. Abb. 3.1, SA - Fit).

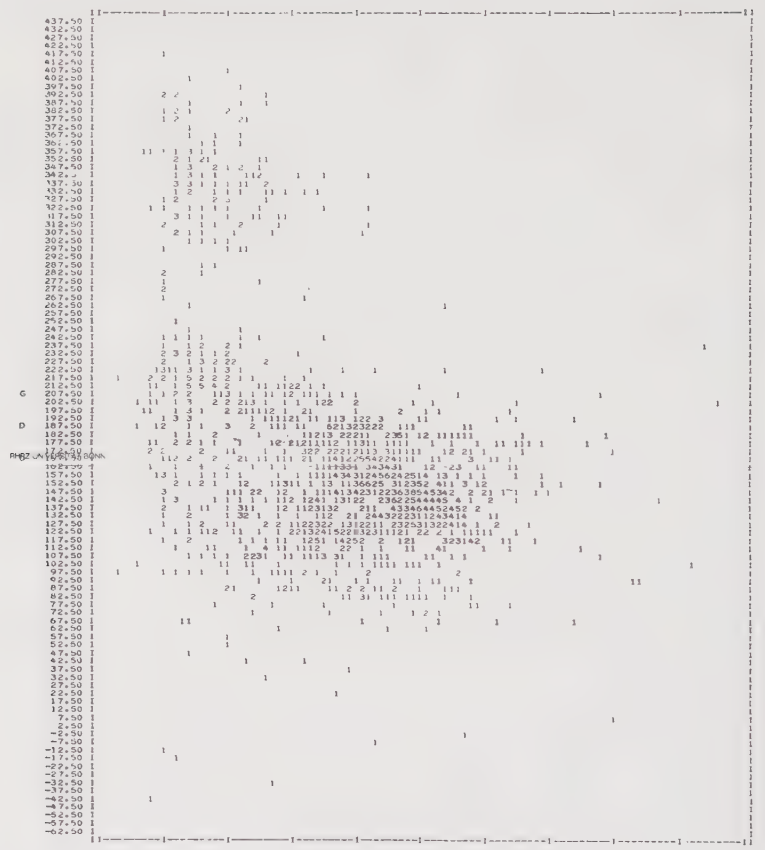


Abb. 3.7 : Parameterplot GDD gegen SA (Tageswerte : 9 bis 15 GMT, 1.1. bis 31.12.1981) (analog Abb. 3.3)

Aus den zuvor erläuterten Problemen mit SAR und SA folgt, daß eine zuverläßige Entfernungsbestimmung nur mit GDD allein durchzuführen ist. Aus diesem Grund sind alle Auswertungen nur mit Entfernungsbestimmungen aus den GDD - Messungen gemacht worden.

3.3. Das Auswerteprogramm

Nach Abschluß der Datenreduktion wird vom Tischrechner mit einem Ausbreitungsmodell die Entfernung der Quellen berechnet, die Koordinaten der Quellen werden bestimmt und die Quellorte in eine Karte eingetragen, falls ein Plotter angeschlossen ist, so daß sofort die benötigte Information für Benutzer des Systems zur Verfügung steht. Parallel hierzu werden die Parameterwerte auch auf Magnetband abgespeichert, so daß sie für spätere Untersuchungen zur Verfügung stehen.
Eine unbekannte Größe im Ausbreitungsmodell ist die mittlere Höhe der Ionosphäre über dem Ausbreitungsweg H_{ref}. Durch sie wird abhängig vom Azimut die entsprechende Modellfunktion $GDD(\alpha, x)$ (Gl. 2.27) bestimmt.

$$(3.11) \quad H_{ref} = \frac{1}{\rho(\alpha, H_{ref})} \int_0^{\rho} H' \, d\rho'(\alpha, H_{ref}) \simeq$$

$$\simeq \frac{1}{\rho(\alpha, H_{ref})} \sum_{i=1}^{n} H_i \quad \Delta\rho_i(\alpha, H_{ref}) \qquad \text{km}$$

$\rho(\alpha, H_{ref})$ = Entfernung Quelle - Empfänger (km),
H' = Ionosphärenhöhe, n = Anzahl der Integrationsschritte,
$\Delta\rho_i$ = Integrationsintervall (km) ($\Delta\rho_i \leq 500$ km)

H_i ist die Ionosphärenhöhe für einen beliebigen geographischen Ort, die sich wie folgt annähern läßt :

$$(3.12) \quad H_i = \overline{H} - \frac{\Delta H}{2} \quad \frac{\beta}{90} \qquad \text{km}$$

$\overline{H}$ = mittlere Ionosphärenhöhe, sie ist eine Funktion der Jahreszeit mit den Extremwerten Sommer : $H_s = 77.5$ km, Winter : $H_w = 82.5$ km.
ΔH = Höhendifferenz zwischen Tag- und Nachtmodell, sie variiert ähnlich $\overline{H}$ mit den Extremwerten Sommer : $\Delta H_s = 15$ km, Winter : $\Delta H_w = 5$ km.
β ist eine Strukturfunktion ($-90 \leq \beta \leq +90$), die im wesentlichen von

der Sonnenhöhe abhängt. Zu ihrer Berechnung für beliebige Zeitpunkte und geographische Orte werden die Ephemeridenformeln von Newcomb (1895) benutzt.

In β werden auch Terminatorübergänge berücksichtigt. Da sich herausgestellt hat, daß die Parameter eines Sfericsimpulses, der den Terminator überquert hat, einen kleineren Meßwert zeigt, als man bei einer Aufteilung des Ausbreitungsweges in Tag- und Nachtanteil erwarten würde, wird zur Kompensation dieses „Verlusts" der Tag-Nachtübergang im Modell auf die Tagseite verschoben.

Das hierbei benutzte Azimut α ist der mittlere Kurswinkel, eine Funktion der Höhe und der Entfernung, wobei der mittlere Kurswinkel durch den Längen- bzw. Breitenunterschied zwischen Quelle und Empfänger gegeben ist

$$(3.13) \qquad \alpha = \frac{1}{\rho(\alpha, H_{ref})} \int_0^{\rho} \alpha' \, d\rho'(\alpha, H_{ref}) = \arctan\left(\frac{\varphi_Q - \varphi_R}{\lambda_Q - \lambda_R}\right)$$

(φ_Q, λ_Q) = Koordinaten der Quelle, (φ_R, λ_R) = Koordinaten des Empfängers

Wegen der wechselseitigen Abhängigkeiten wird die Entfernung der Quelle iterativ bestimmt, wobei das benutzte Verfahren (Taylor - Raphson) nach zwei Schritten schon ausreichend genaue Ergebnisse liefert ($|\Delta\rho| < 0.1$ km) und die Iteration abgebrochen wird. Die Entfernung zwischen Quelle und Empfänger wird unter Benutzung von H_{ref} (Gl. 3.11) und α (Gl. 3.13) aus dem Mittelwert $\overline{y}_{GDD}$ (siehe Gl. 3.6) berechnet :

$$(3.14) \qquad \rho = \frac{\overline{y}_{GDD} - b}{GDD(\alpha, H_{ref})} \times 10^3 \qquad \text{km}$$

$\overline{y}_{GDD}$ = Mittelwert der GDD (μs), b = kombinierte Quell- und Gerätekonstante (siehe Gl. 3.8), $GDD(\alpha, H_{ref})$ = Modellfunktion in Abhängigkeit vom Azimut α und der Referenzhöhe H_{ref} ($\mu s \; Mm^{-1}$) (siehe Gl. 2.27)

Berechnet man unter Benutzung von Gl. 3.14 die Quellorte aller empfangenen Sfericsimpulse in einer Jahreszeit (hier : Sommer, 1.6. - 31.8.81) und plottet sie in eine Karte, so erhält man das in Abb. 3.8 dargestellte

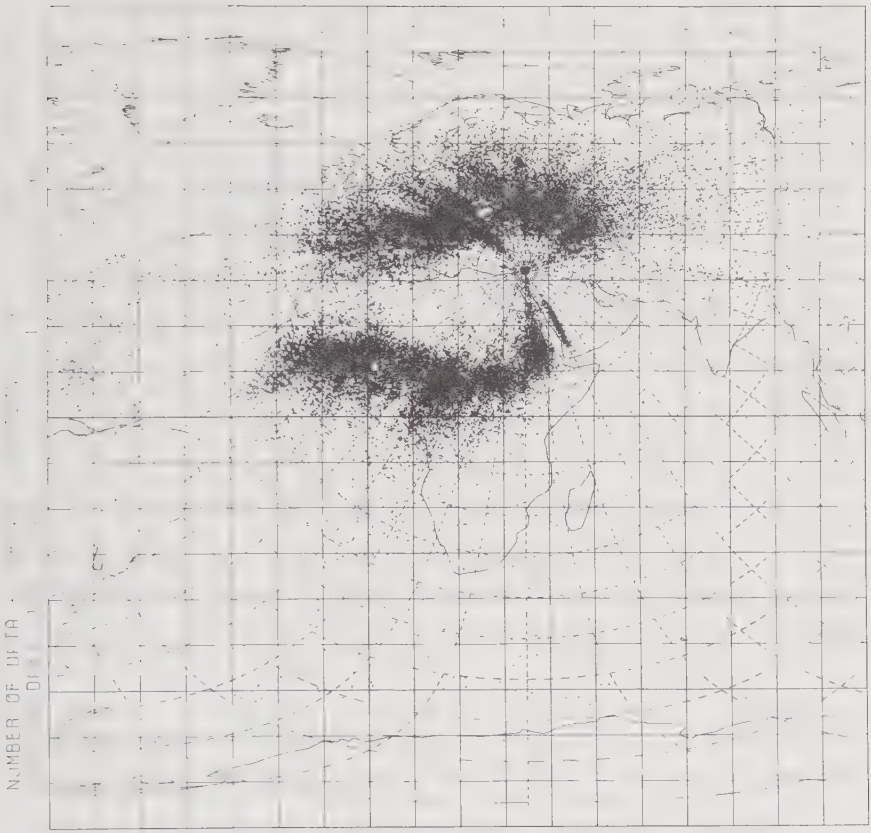


Abb. 3.8 : Plot der Sfericsquellen als Punktquellen.
Für den Zeitraum 1.6. bis 31.8.1981 (0 bis 24 GMT) sind in dieser Abbildung alle von Tel Aviv aus georteten Quellen als Punkte geplottet worden. Die Größe des Symbols ist ein Maß für die Stärke der Quelle.

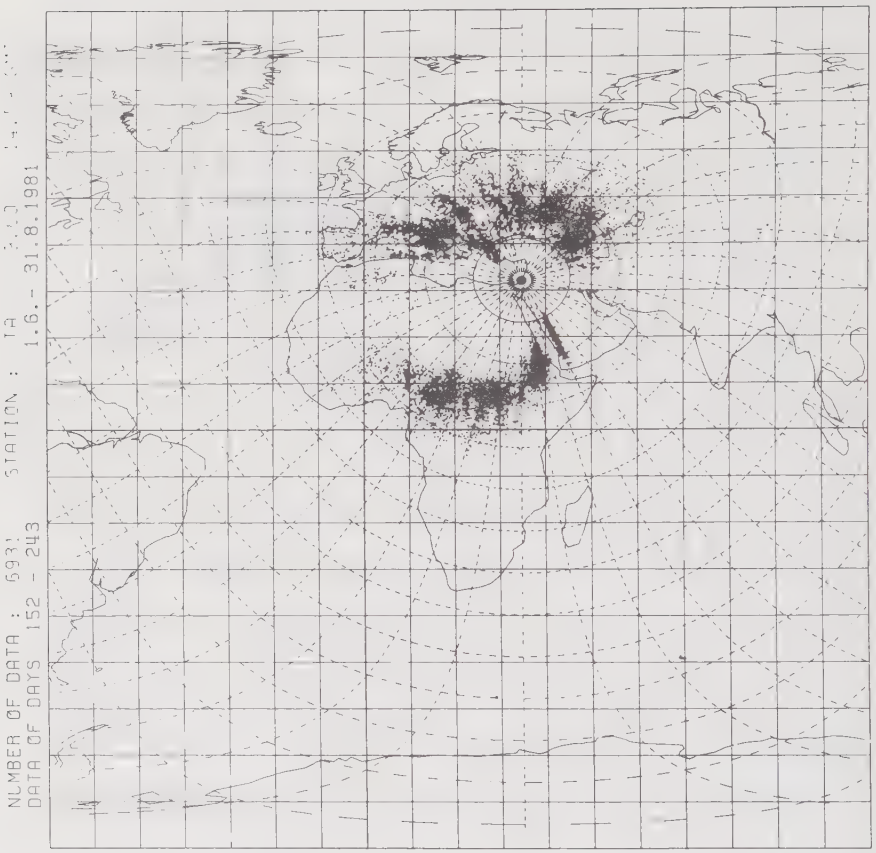


Abb. 3.9 : Plot der Sfericsquellen als Punktquellen (analog Abb. 3.8). In dieser Darstellung sind für den gleichen Zeitraum wie in Abb. 3.8 (1.6. bis 31.8.1981) nur die Tagquellen (9 bis 15 GMT) geplottet worden.

Bild. Hierbei sind alle Quellen im Zeitraum 0 bis 24 GMT als Punktquellen dargestellt. Die Größe der Punkte ist ein Maß für die Stärke der Quellen. Hieraus lassen sich die folgenden Informationen ableiten :

1. Sowohl die Sahara als auch die Arabische Halbinsel (Ausnahme : Südwesten) sind nahezu quellenfrei.
2. Die ITCZ (InnerTropical Convergence Zone) sowie eine Quelle im Südwesten der Arabischen Halbinsel heben sich deutlich von der Umgebung ab.
3. Sowohl der Mittelmeerraum als auch der Balkan und die südliche UdSSR sind Gebiete mit häufiger Aktivität im Nordsommer.

Die unterschiedliche Reichweite bei Tag und Nacht werden deutlich, wenn man zum Vergleich für den gleichen Zeitraum nur die Quellen plottet, die während des Tages (9 - 15 GMT) empfangen werden (Abb. 3.9).
Bei Tag liegt die maximale Reichweite in westlicher bis südlicher Richtung bei bis zu 4000 km (siehe Abb. 3.9), bei Nacht steigt sie (siehe Abb. 3.8) für die gleichen Richtungen bis über 10 000 km an. In nördliche Richtung fehlen weiter entfernte Quellen, so daß sich hierfür keine Angabe über die Reichweite machen läßt. In östliche Richtungen ist die Reichweite geringer, bei Tag etwa 2000 km, bei Nacht etwa 3000 km.
Beim Vergleich beider Bilder muß berücksichtigt werden, daß es zum Beispiel innerhalb der ITCZ einen starken Tagesgang der Aktivität gibt, beginnend im Osten (Mittag, früher Nachmittag), endend im Westen (Abend, erste Nachthälfte), d.h. Westafrika ist um die Mittagszeit (9 - 15 GMT) nahezu gewitterfrei. Selbst wenn es die Reichweite des Empfängers zulassen würde, wäre in Westafrika zu dieser Zeit keine Aktivität zu messen.

4. Vergleich verschiedener Erdblitzmeßmethoden

4.1. Der „Gewittertag als Basiswert

Als Maß für die Gewitterhäufigkeit in einem beliebigen Gebiet wird im allgemeinen die Zahl der Gewittertage T angegeben (siehe Kap. 1). Da aber Gewitter häufig eine Wettererscheinung subsynopskaliger Größenordnung sind, die Dichte des Beobachtungsnetzes aber selbst in mittleren Breiten der Nordhalbkugel nicht ausreichend groß ist, diesen Vorgang einigermaßen flächendeckend zu überwachen, ist die Zahl der Gewittertage zumindest in Bereichen mit geringer Stationsdichte (z.B. auch über den Ozeanen) eine Funktion der Stationsdichte. Außerdem läßt sich aus der Angabe „Gewittertag" keine Information über die Zahl der Gewitter und deren Blitzhäufigkeit ableiten. Deshalb ist für quantitative Untersuchungen ein solches Maß nur bedingt brauchbar, wenn man auch versucht hat, empirische Beziehungen zwischen der Zahl der Gewittertage T und der Erdblitzdichte N_g abzuleiten. Die Schwankungsbreite der Ergebnisse bewegt sich z B. für T = 10 jährliche Gewittertage zwischen $N_g = 0.2$ und $N_g = 1.9$ ($km^{-2}\ yr^{-1}$) (Prentice, 1977), wobei man bedenken muß, daß in T das breitenabhängige Verhältnis N_c/N_g (Wolken- zu Erdblitzen) enthalten ist, das bei der Zählung der Gewittertage völlig unberücksichtigt bleibt. Einige Autoren haben dies insofern in ihre Überlegungen mit einbezogen, als sie $N_c/N_g = f(\varphi)$ betrachteten, d.h. das Verhältnis N_c/N_g als Funktion der geographischen Breite φ. Das Verhältnis N_c/N_g schwankt zwischen Werten kleiner zwei (mittlere und höhere Breiten) und Werten über sechs für äquatornahe Breiten (Prentice und Mackerras, 1977).

Auf der Basis der klimatologischen Daten der Gewitterhäufigkeit (Gewittertage) auf der Erde (Brooks, 1925) wurde von Brooks (1950) erstmals eine Weltkarte der jährlichen Erdblitzdichte erstellt (Abb. 4.1). Wegen der geringen Auflösung der ursprünglichen Daten zeigt das Feld nur sehr grobe Strukturen, die absoluten Werte lassen sich aber durchaus mit Messungen an Einzelstationen vergleichen.

Ursache für die Verwendung des qualitativen Maßes „Gewittertag" zur Ableitung eines quantitativen Maßes ist, daß diese Größe sowohl zeitlich

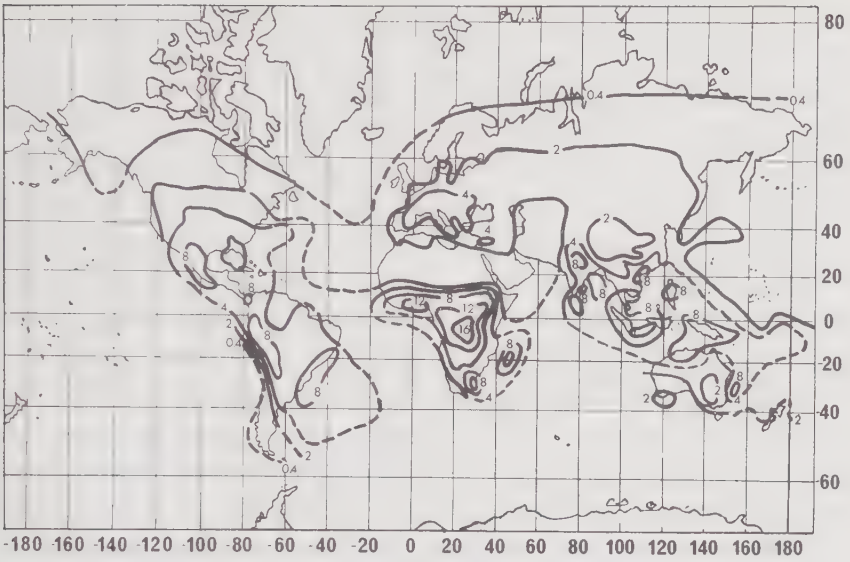


Abb. 4.1 : Jährliche Erdblitzdichtekarte.
Die Abbildung zeigt die mittlere jährliche Zahl der Erdblitze nach Brooks (1950). Die geplotteten Zahlen geben die Blitzdichte pro Quadratkilometer und Jahr an.

als auch räumlich am besten belegt ist.

Man versucht aber auch, die Häufigkeit von Blitzentladungen direkt pro Flächen- und Zeiteinheit zu messen, getrennt nach Wolken- und Erdblitzen. Zumeist wird dies an einzelnen, ausgesuchten Orten vorgenommen, um daraus die Dichten für bestimmte Regionen abzuleiten. Man unterscheidet hierbei zwischen direkten und indirekten Methoden. Zu den direkten Methoden zählen die Sichtbeobachtung und die photographische Aufzeichnung, zu den indirekten Methoden zählen die Methoden der Sfericsmessung. Die Messungen satellitengetragener Systeme lassen sich teils den direkten (optische Systeme), teils den indirekten (HF - Messung) Methoden zuordnen.

4.2. Direkte Methoden

4.2.1. Optische Methoden

Bei der Sichtbeobachtung ist die Klassifizierung der Blitze problematisch, da durch Tageslicht, Wolken und Gebäude die Sichtbarkeit oft eingeschränkt wird. Nahe Blitze und sichtbare Wolkenblitze sind noch sicher zu klassifizieren, aber die Unterscheidung wird schwieriger, falls z.B. kein Kanal sichtbar ist. Sobald die Blitze weiter entfernt sind, wird sowohl das Erkennen als auch das Unterscheiden zwischen Wolken- und Erdblitzen nahezu unmöglich, so daß die Zahl der mit Sicherheit zu identifizierenden Blitze klein ist.
Die photographische Beobachtung ist ebenfalls durch Sichtbeeinträchtigungen eingeschränkt. Hinzu kommen Probleme, die zum einen durch die Festlegung eines Schwellwertes zur Auslösung einer Aufnahme, hierdurch werden nur die stärksten Blitze aufgezeichnet, zum anderen durch Schwierigkeiten bei der Entfernungsabschätzung entstehen. Das letztere Problem versucht man durch die Verwendung von stereographischen Aufnahmen zu lösen.

4.2.2. Satellitenbeobachtungen

Seit etwa 20 Jahren versucht man auch Satelliten zur Blitzzählung zu benutzen. Einen Überblick über die bisher durchgeführten Satellitenexperimente zeigt Tab. 4.1. Bedingt durch die Flughöhe sind nur optische oder HF - Messungen der Blitze möglich. Alle Satelliten hatten bzw. haben nahezu zirkulare Orbits bei Flughöhen zwischen ca. 500 km (ARIEL III) und ca. 6000 km (RAE 1). Der Vorteil der Satellitenmethode besteht darin, daß man die gesamte Erdoberfläche im Laufe der Zeit abtasten kann. Hierbei hat man aber mit einer Anzahl systembedingter Schwierigkeiten zu rechnen : Durch die dauernde Bewegung des Satelliten ist es nicht möglich, eine bestimmte Region dauernd zu überwachen, es können nur statistisch brauchbare Daten aus einer Art „Momentaufnahme" gesammelt werden. Dies hat zu Folge, daß ein Gebiet als gewitterfrei eingestuft wird, falls zur Zeit des Überfluges kein Blitz aufgetreten ist. Die dauernde Überwachung der Aktivität erfordert eine geostationäre Bahn, doch ver-

Satellit	Start	Orbittyp	Flughöhe	Sensor	Auflösung	Referenz	Bemerkung
OSO-2, -5	1965, 1969	zirkular Inklination 30^{o}	600 km	optisch	10^{o} Durchmesser	Vorpahl et al., 1970 Sparrow and Ney, 1971	nächtliche Blitzdichtekarten
ARIEL III	1967	zirkular Inklination 80^{o}	500 - 600	HF 5, 10, 15 MHz	"Iris"-Effekt	Horner and Bent, 1969	Entdeckung von gewittrigen Bereichen
RAE 1	1968	zirkular	5850 km	HF 9.18 MHz	"Iris"-Effekt	Herman et al., 1973	Verteilung von nächtlichem "radio noise"
DMSP	1974	zirkular sonnensynchron	830 km	optisch	700 x 700 km	Turman and Edgar, 1982	nächtliche Blitzverteilung
ISS-b	1978	zirkular Inklination 70^{o}	1100 km	HF 2.5, 5, 10, 25 MHz	"Iris"-Effekt	Kotaki and Katoh, 1983	UT-Karten der Gewitteraktivität für die einzelnen Jahreszeiten

Tab. 4.1. : Satellitenprojekte zur Messung der Blitzhäufigkeiten. (i.w. nach Kotaki et al., 1981, aktualisiert)

schlechtert sich damit die schon so nur beschränkte geographische Auflösung noch weiter. Die geographische Auflösung ist bei optischen Sensoren fest (10^{o} Winkeldurchmesser bei OSO 2 und OSO 5, 700 x 700 km bei DMSP), bei HF-Sensoren ist sie abhängig von der Grenzfrequenz der Ionosphäre (IRIS-Effekt), gemäß der Gleichung (Herman et al., 1973):

$$(4.1) \qquad f_c / f = \left(1 - \frac{\sin^2 (R/6370)}{1.89 - 1.87 \cos (R/6370)} \right)^{1/2}$$

R = Radius der Kreisfläche, aus der Signale empfangen werden,

f_c = Grenzfrequenz der Ionosphäre

Um den Einflußbereich bei HF-Messungen festzulegen, muß also die Grenzfrequenz f_c der Ionosphäre direkt gemessen werden (ISSb) oder auf andere Weise bestimmt werden. Aus Gl. 4.1 folgt, daß bei einer Empfangsfrequenz f = 5 MHz und einer Grenzfrequenz f_c = 4 MHz $f_c / f = 0.8$ und R = 800 km wird.

Die Fläche, aus der Signale empfangen werden können, beträgt bei der optischen Methode (DMSP) ca. 5×10^{5} km^{2}, bei der HF-Methode einige zehntausend bis einige hunderttausend Quadratkilometer, abhängig von der Grenzfrequenz der Ionosphäre. Wegen der schlechten räumlichen Auflösung gibt man normalerweise nur Gebietsmittel z.B. für $10^{o} \times 10^{o}$ Boxen an.

Zusätzlich sind bei Messungen im optischen Bereich die Beobachtungszeiten wegen des störenden Sonnenlichts auf Tag-Nacht-Übergänge (DMSP) oder Nacht und Neumond (OSO) beschränkt. Bei Messungen im HF-Bereich werden die Signale durch man-made-noise überlagert. Zum Beispiel bei ISSb sind bis zu 70% der Daten in höheren Breiten durch kommerzielle Sender kontaminiert.

Sowohl von optischen als auch von HF-Sensoren werden alle Blitze aufgenommen, deren Parameter die Schwellenwerte überschreiten, im wesentlichen also hohe Wolkenblitze und hochreichende Erdblitze.

4.3. Indirekte Methoden

4.3.1. Blitzzähler, Überlandleitungen

Die verbreitetsten Blitzzähler sind der CCIR - (Comité Consultative Internationale de Radio) - Zähler (Horner, 1960) und der CIGRE (Conference Internationale des Grands Reseaux Electriques) - Zähler (Prentice, 1972). Die Blitzzähler sind empfindlich gegen Feldsprünge des elektrischen Feldes (elektrostatische Komponente in Gl. 2.1). Die Reichweite ist dementsprechend auf etwa 50 km beschränkt. Logischerweise müßte man diese Geräte wegen des Meßverfahrens Sfericszähler (für den Nahbereich) nennen. Um zu verhindern, daß subsequent strokes gezählt werden, sind die Schaltungen so ausgelegt, daß nach Messung eines first return strokes eine Totzeit von zirka einer Sekunde eintritt.

Der CCIR-Zähler zählt alle Blitze innerhalb seines Einflußradius ohne Unterscheidung von Wolken- und Erdblitzen ($\Delta E \geq 3$ V m^{-1}, maximale Empfindlichkeit bei 10 kHz). Von Pierce (1956) stammt die Idee für einen Blitzzähler, der ausschließlich Erdblitze messen sollte, der CIGRE-Zähler (Schwellwert 5 V m^{-1}, maximale Empfindlichkeit bei 500 Hz), doch es stellte sich später heraus, daß auch Wolkenblitze mitgezählt wurden, so daß sich die Notwendigkeit einer Korrektur der Meßwerte ergab, abhängig vom Einflußradius für Wolken- und Erdblitze (R_c und R_g). Der Korrekturfaktor für Erdblitze ist Y_g, d.h. die wahre Erdblitzzahl ist $N_g = Y_g \; K_t$ (K_t = gemessene Gesamtzahl der Blitze). Y_g hat für den CIGRE-

Zähler den Wert 0.71.

Um diesen Mangel weitgehend zu beseitigen wurde in der Republik Südafrika (Anderson et al., 1973) ein modifizierter CIGRE-Zähler mit der Bezeichnung RSA 10 (Eingangsschwelle : 20 V m^{-1}, maximale Empfindlichkeit bei 10 kHz) mit einem besseren R_c zu R_g-Verhältnis entwickelt : Y_g hat bei diesem Gerät den Wert $Y_g = 0.94$ (Vergleichsdaten CIGRE/RSA 10: siehe Tabelle 4.2, nach Anderson, 1977). Von einem Netz der RSA 10 - Zähler bei einer Besetzungsdichte in der Größenordnung der Reichweite der Zähler sind die Republik Südafrika und Südwestafrika (Namibia) überzogen. Seit 1975 bis (voraussichtlich) 1986, also über einen vollen Sonnenfleckenzyklus, werden die Blitzdichten im gesamten Bereich ermittelt (Teilergebnisse für die Jahre 1975 - 1980: siehe Kröninger, 1981).

Parameter	Unit	CIGRE	RSA 10
Frequency for maximum sensitivity	kHz	0·5	10
Sensitivity threshold level	V m^{-1}	5	20
Effective range to earth flashes R_g	km	36	20
Effective range to cloud flashes R_c	km	19	4
Correction factor Y_g	—	0·71	0·94
Apparent cloud–earth ratio N_c/N_g	—	1·5	1·5

Tab. 4.2 : Vergleich zwischen CIGRE und RSA 10 - Blitzzähler (nach Anderson, 1977).

Aus den Messungen über den Einfluß von Blitzen auf Überlandleitungen kann man ebenfalls die Zahl der Erdblitze pro Fläche und Zeit ableiten, wenn man entlang der Leitung ein Band entsprechender Breite annimmt, in das ein Blitz einschlagen würde, falls die Leitung nicht existieren würde. Eine mögliche triggernde Wirkung der Leitung bzw. der Leitungsmasten wird hierbei nicht berücksichtigt. Die gleichzeitigen Messungen durch Blitzzähler und auf Überlandleitungen von Prentice (1974) zeigen, daß der CIGRE-Zähler nur etwa die Hälfte der Blitze pro Fläche im gleichen Zeitraum mißt, wie auf der Überlandleitung festzustellen waren.

4.3.2. Erdblitzzählung mit dem VLF-AA

Den Vorteil der nahezu ausschließlichen Messung von Erdblitzen ohne ein aufwendiges Netz von Blitzzählern mit dazu notwendiger Logistik bietet dagegen der VLF-AA, wobei allerdings eine schlechtere Auflösung der Feldwerte in Kauf genommen werden muß, da hiermit selten Einzelgewitter, meist nur ganze Gewitterherde aufgelöst werden können, diese aber über

eine große Fläche (einige 10^7 km^2). Die Bilanz (= Zahl der Blitze) über dieser Fläche muß aber der eines über der gleichen Fläche messenden Blitzzählernetzes entsprechen. Normalerweise messen Blitzzähler kumulativ, d.h. es werden tägliche bzw. monatliche Dichtewerte bestimmt. Hier bietet der VLF-AA den zusätzlichen Vorteil, daß man auch Echtzeitmessungen der Blitzaktivität machen kann, man somit die Stationsumgebung ständig überwachen und Schwankungen der Aktivität direkt feststellen kann.
Die Grenzen dieses Systems werden durch die Ausbreitungsbedingungen bestimmt, d.h. sie hängen wesentlich vom Zustand der Ionosphäre ab. Deren Schwankungen sind aber im allgemeinen statistisch (Ausnahme : diskrete Ereignisse wie z.B. solar flares), so daß bei einer klimatologischen Interpretation der Messungen solche Schwankungen nur eine untergeordnete Rolle spielen. Stellt man unter Verwendung solcher kontinuierlicher Messungen klimatologische Karten der Blitzdichte her, so sind dies keine aus zu verschiedenen Zeitpunkten ermittelten Daten zusammengesetzte Puzzles, wie sämtliche aus Satellitendaten abgeleiteten klimatologischen Karten (Die Expositionszeit der einzelnen Puzzlebestandteile beträgt oft nicht mehr als einige hundert Sekunden pro Jahreszeit: z.B. Kotaki et al., 1983), sondern Integrale der in dem betreffenden Zeitraum beobachteten Aktivität.
Zur Darstellung werden durch die Umkehr der Methode zur Datenreduktion (siehe Kap. 3.1) die Daten wieder in flächenbezogene Werte umgewandelt. Aus den Mittelwerten $\bar{x}$, $\bar{y}$ und den Streuungen σ_x und σ_y werden zweidimensionale Verteilungsfunktionen gerechnet (x = Azimut, y = Parameter). Für die zweidimensionale Dichtefunktion f(x,y) gilt (Fisz, 1980):

$$(4.2) \quad f(x,y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y(1-r^2)^{1/2}} * \exp\left[-\frac{1}{2(1-r^2)}\left(\frac{(x-\bar{x})^2}{\sigma_x^2} - \frac{2\rho(x-\bar{x})(y-\bar{y})}{\sigma_x\sigma_y} + \frac{(y-\bar{y})^2}{\sigma_y^2}\right)\right]$$

Falls x und y unkorreliert sind (r = 0), erhält man aus Gl. 4.2 :

$$(4.3) \quad f(x,y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{(x-\bar{x})^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-\bar{y})^2}{\sigma_y^2}\right)\right] =$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^{1/2}\sigma_x} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma_x^2}\right) \frac{1}{(2\pi)^{1/2}\sigma_y} \exp\left(-\frac{(y-\bar{y})^2}{2\sigma_y^2}\right) =$$

$$= g(x) \quad g(y)$$

Für $r = 0$ ist die Dichtefunktion $f(x,y)$ das Produkt der eindimensionalen Dichtefunktionen $g(x)$ und $g(y)$. Die Verteilungsfunktion lautet in diesem Fall :

$$(4.4) \qquad F(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x)\,dx \int_{-\infty}^{+\infty} g(y)\,dy = 1$$

Für die Station Tel Aviv sind die auf diese Weise errechneten Blitzdichten für je $5^{o} \times 5^{o}$- Boxen im Einzugsgebiet der Station in Abb. 4.2 bzw. 4.3 für die Jahre 1980 (März - Dezember) und 1981 (Januar -Dezember) dargestellt worden. Die geplotteten Werte sind im Entfernungsbereich $\rho \leq 3000$ km (Tag) und $\rho \leq 5000$ km (Nacht) (außer in unmittelbarer Stationsumgebung : $\rho < 500$ km) echte Werte der Blitzdichte, bei größeren Entfernungen (bis zur jeweiligen Reichweitengrenze) sind sie nur noch Teilsummen der wahren Aktivität, da dann nur noch die stärksten Quellen gemessen werden können. Bei diesen Plots ist auf eine entfernungsabhängige Wichtung der Daten verzichtet worden, die die Dämpfung korrigieren würde, so daß z.B. die Quellen in Zentral- und Westafrika in der Lage richtig, in der Stärke aber wohl unterschätzt dargestellt werden. Die Übereinstimmung in der geographischen Verteilung der Quellen in beiden Jahren ist bemerkenswert gut, lediglich die Amplituden weichen voneinander ab. Hier macht sich auch bemerkbar, daß die Station erst in der zweiten Hälfte März 1980 ihren Betrieb aufnahm. Das Fehlen der Quelle im östlichen Afrika (1980) ist auf einen Fehler bei der Hemisphärenzuordnung zurückzuführen, der für die Winkelbereiche 0^{o} und 180^{o} nachträglich nicht mehr korrigierbar ist (siehe : Kap. 3.2). Vergleicht man die Messungen der Jahre 1980 und 1981 mit den globalen Blitzdichten von Brooks (Abb. 4.1), so läßt sich folgendes feststellen : Bei Brooks liegt im europäischen Raum das Maximum im mittleren und südlichen Kontinentaleuropa, die Sfericsdaten zeigen aber ein Maximum über dem westlichen Mittelmeer. Die Absolutwerte der Maxima stimmen aber bemerkenswert

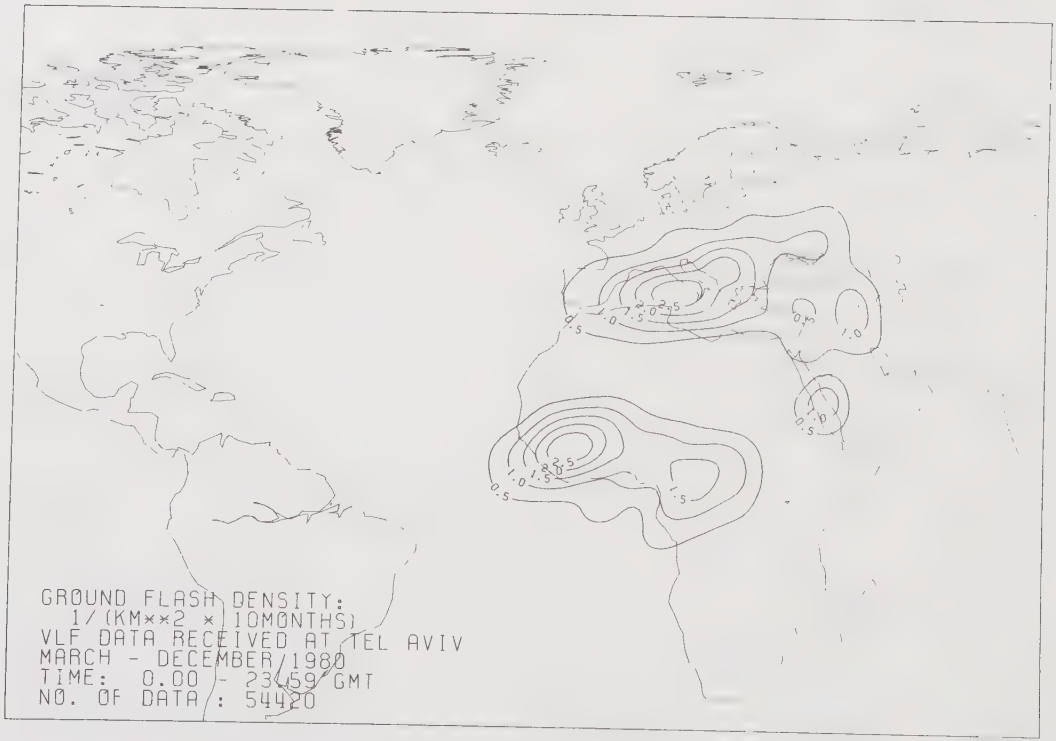


Abb. 4.2 : Gemessene Erdblitzdichte im Einflußbereich des VLF-AA für die Monate März bis Dezember 1980 (Isolinienabstand : 0.5 Einheiten). (Dimension : Blitze km^{-2} (10 Monate)$^{-1}$)

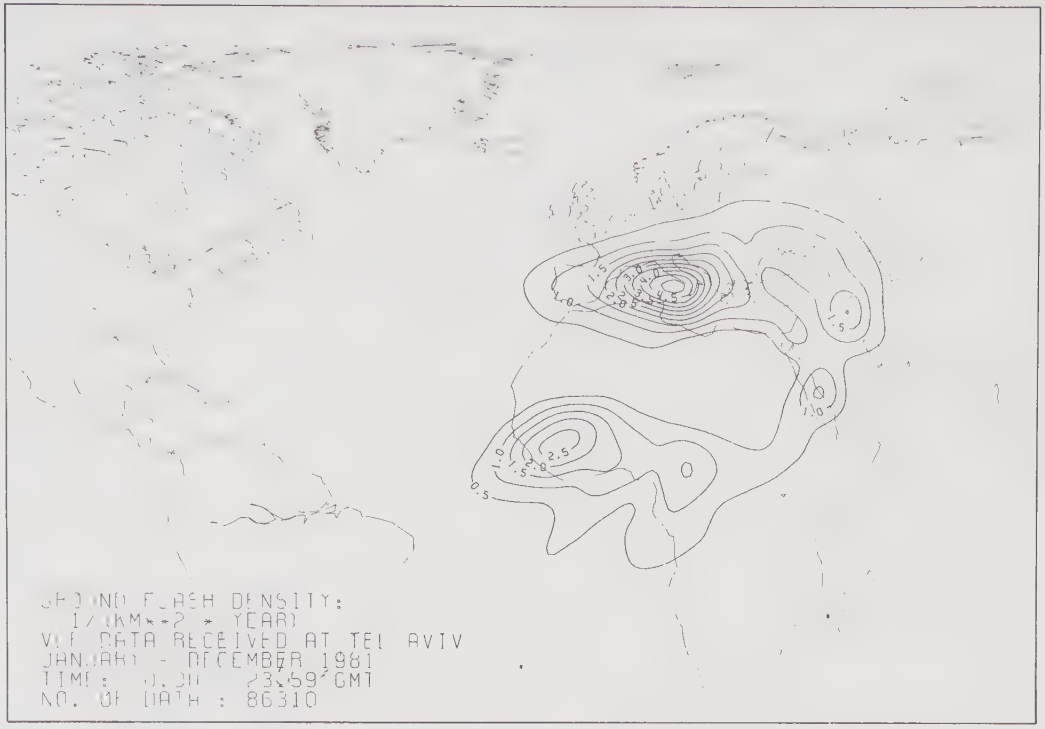


Abb. 4.3 : Gemessene Erdblitzdichte im Einflußbereich des VLF-AA für das Jahr 1981 (Isolinienabstand : 0.5 Einheiten). (Dimension : Blitze km^{-2} yr^{-1})

gut überein : Bei Brooks liegen die Maxima über 4 $km^{-2}\ yr^{-1}$ und bei den Sfericswerten über 2.5 km^{-2} (10 Monate)$^{-1}$ (1980) bzw. über 5 $km^{-2}\ yr^{-1}$ (1981). Die nördlichen Teile von Mitteleuropa scheinen in beiden Jahren nahezu gewitterfrei zu sein. Dies ist die unangenehme Folge eines Effekts, der in Kap. 3.1 schon angedeutet wurde : Tritt auf dem Balkan (von Tel Aviv aus ähnlicher Winkelsektor wie Mitteleuropa) starke Aktivität auf, was im Sommer häufig vorkommt, so wird zur gleichen Zeit über Mitteleuropa auftretende Aktivität zwar auch beobachtet, doch wird vom Auswerteprogramm aufgrund des in Kap. 3.1 dargestellten Effekts die weiter entfernte Quelle eliminiert oder mit der Quelle auf dem Balkan vermischt.

Es wurde versucht, diesen Effekt dadurch zu unterdrücken, daß für die Berechnung der Zeitfelder — es wird für jeden Meßzyklus festgestellt, ob der betreffende Gitterpunkt zu dieser Zeit vom Empfänger aus „sichtbar" war oder ob er durch eine nähere Quelle abgeschirmt wurde — solche Zeiten ausgeklammert werden und die Feldwerte aus den Zeiträumen als repräsentativ zu nehmen, in denen der Gitterpunkt „sichtbar" war, d.h. die Werte auf den Gitterpunkten werden entsprechend der Sichtbarkeitsdauer hochskaliert, der Fehler läßt sich auf diese Weise aber nur unbefriedigend korrigieren, wie Abb. 4.2 und 4.3 zeigen. Dies läßt den Schluß zu, daß Aktivität über dem Balkan oft gleichzeitig mit Aktivität über Mitteleuropa auftritt.

Das bei Brooks festzustellende Maximum im östlichen Mittelmeerraum ist 1980 nur angedeutet vorhanden, 1981 zeigt sich kein Extremwert in diesem Gebiet. Das vom VLF-AA gemessene Maximum über dem Irak ($N_g > 1\ km^{-2}$ (10 Monate)$^{-1}$ (1980) bzw. $N_g > 1.5\ km^{-2}\ yr^{-1}$ (1981)) fällt bei Brooks in einen Bereich etwa gleichhoher Aktivität ohne ausgeprägtes Maximum. Die gemessene Aktivität über dem Roten Meer bzw. der westlichen Arabischen Halbinsel zeigt sich bei Brooks nur andeutungsweise. Bei den Daten der ITCZ zeigt sich deutlich, daß Sferics aus westlichen Richtungen durch die Ausbreitungsbedingungen gegenüber solchen aus südlicher oder östlicher Richtung begünstigt werden. Hier wird

im Bereich der östlichen ITCZ die Reichweite des Empfängers für Süd-Nord-Wellenausbreitung erreicht, während die westliche ITCZ zumindest qualitativ richtig wiedergegeben wird. Zusätzlich existiert aber noch ein Tagesgang der Aktivität, die, dem Sonnenstand folgend, während des Tages von Osten nach Westen wandert.

Direkte Messungen der Blitzdichte mit einem Netz von zehn Kathodenstrahlpeilern (CRDF) eines Typs nach Watson-Watt (1929) der US Air Force wurden im Jahr 1972 in der östlichen Hemisphäre (Daten liegen für den Bereich 90^{o} Nord bis 90^{o} Süd, 0^{o} bis 180^{o} Ost vor) durchgeführt (Freeman, 1977). Sechs der Stationen waren im ganzen Jahr, die vier anderen nur von Januar bis Juli in Betrieb. Aus den aus diesen Daten abgeleiteten Blitzdichten pro Jahr ergibt sich eine maximale Blitzdichte bei 5^{o} Süd und 15^{o} Ost mit ca. 1 km^{-2} yr^{-1}. Im Bereich des Mittelmeermaximums 1980 und 1981 wird in diesem Peilnetz nur eine Dichte von 0.13 km^{-2} yr^{-1} gegenüber 2.5 bis 5 km^{-2} yr^{-1} (VLF AA) gemessen. Im allgemeinen sind die Dichten aus den Messungen der Air Force kleiner als die Werte bei Brooks und die des VLF-AA. Im Hauptempfangsbereich des VLF-AA sind sie teilweise um eine Größenordnung kleiner als die des Sfericsanalysators.

Zum Vergleich mit den Sfericsdaten kann man auch die mit den zuvor er-

	Land	Erdblitzdichte ($km^{-2} . yr^{-1}$)	Radius (km)
a) direkte Methoden	östl. Deutschland	0.8	?
(visuell /	Schweiz	ca. 4	2.5
optisch)	UdSSR	2.8	5
	westl. Deutschland	0.7	?
b) indirekte Methoden			
1. Blitzzähler	Zentralafrika	3.4 (?)	30
	westl. Deutschland	1 - 5.5	17.5
2. Überlandleitungen	westl. Deutschland	2.3 - 6.2	?

Tab. 4.3 : Erdblitzdichten einzelner Regionen abgeleitet mit unterschiedlichen Methoden.
Für einzelne, ausgewählte Orte sind aus mehrjährigen Meßreihen (3 - 10 Jahre) die mittleren Erdblitzdichten pro Jahr bestimmt worden mit (a) direkten Methoden (visuell/optisch) und (b) indirekten Methoden (Blitzzähler/Überlandleitungen). Zu berücksichtigen ist der jeweilige Einflußradius für die Messung (z.B. bei UdSSR : Radius nur 5 Kilometer !)

wähnten Methoden abgeleiteten Blitzdichten heranziehen, mit den Einschränkungen wie zuvor ausgeführt. Im Hauptempfangsbereich des VLF-AA sind dies allerdings nur wenige Werte (Tab. 4.3, nach Prentice, 1977). Wenn man berücksichtigt, daß es sich bei den in der Tabelle angegebenen Werten um Meßwerte an einzelnen, ausgewählten Stationen handelt, die strenggenommen also nur für den angegebenen Radius, die Sfericsdaten aber für den gesamten Bereich gelten, ist die Übereinstimmung zufriedenstellend.

Betrachtet man die jährlichen Daten in einer tageszeitlichen Auflösung, beispielsweise in vierstündigen Zeitintervallen, so läßt sich die weitgehend sonnensynchrone Verlagerung der Aktivität beobachten. Zu diesem Zweck sind in den Abbildungen 4.4 bis 4.9 die Blitzsummen für die einzelnen Tageszeiten 6 - 10, 10 - 14 GMT usw. geplottet worden.

Zwischen sechs und zehn Uhr GMT (Abb. 4.4) ist stärkere Aktivität sowohl über dem Mittelmeer und Roten Meer als auch über dem Irak erkennbar.

Um die Mittagszeit entlang des 0^{o}- Meridians (10 - 14 GMT, Abb. 4.5) hat die Aktivität im Irak und an der Westküste der Arabischen Halbinsel zugenommen, beide Quellen erreichen zu dieser Zeit das Maximum ihrer Aktivität. Zudem hat sich die Aktivität auch in die südliche UdSSR ausgedehnt. Im Mittelmeer beobachtet man ebenfalls eine Zunahme. Aktivität tritt nun auch auf dem Balkan und in Zentralafrika auf.

Während im Zeitraum 14 bis 18 Uhr GMT (Abb. 4.6) sowohl die arabische als auch die irakische Quelle stark abflauen, nimmt im Mittelmeerraum die Aktivität weiter zu. Erheblich signifikanter ist aber die Zunahme der afrikanischen Quelle, wo jetzt der zentrale und westliche Teil (Kongobecken, obere Guineaküste) hohe Raten zeigen. Ein weiteres aber schwächeres Gebiet tritt an der Küste von Gabun auf.

Von 18 bis 22 Uhr GMT (Abb. 4.7) erreicht die Aktivität in Westafrika ihren Höhepunkt. Die Quelle im westlichen Mittelmeer bleibt noch aktiv, allerdings lassen die Blitzraten nach. Die zuvor über den östlichen, kontinentalen Gebieten zu beobachtende Aktivität ist fast völlig verschwunden.

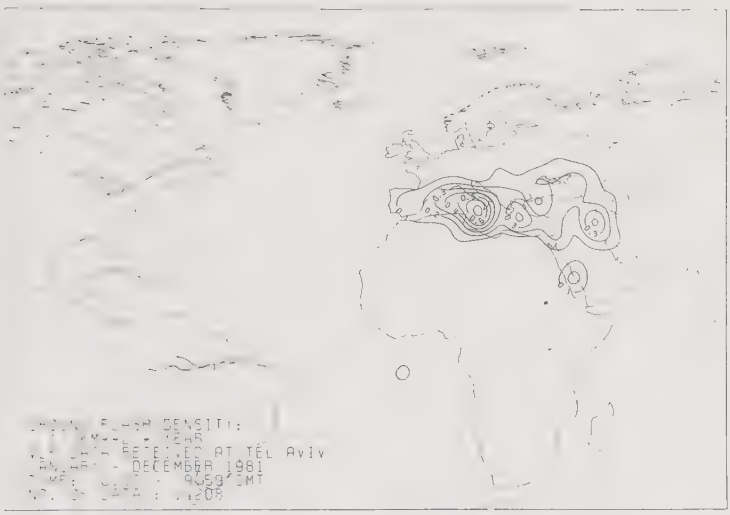


Abb. 4.4 : Gemessene Erdblitzdichte im Einflußbereich des VLF-AA für das Jahr 1981, aber nur für das Zeitintervall 6 - 10 GMT. (Isolinienabstand : 0.1 Einheiten, Dimension : Blitze km^{-2} yr^{-1})

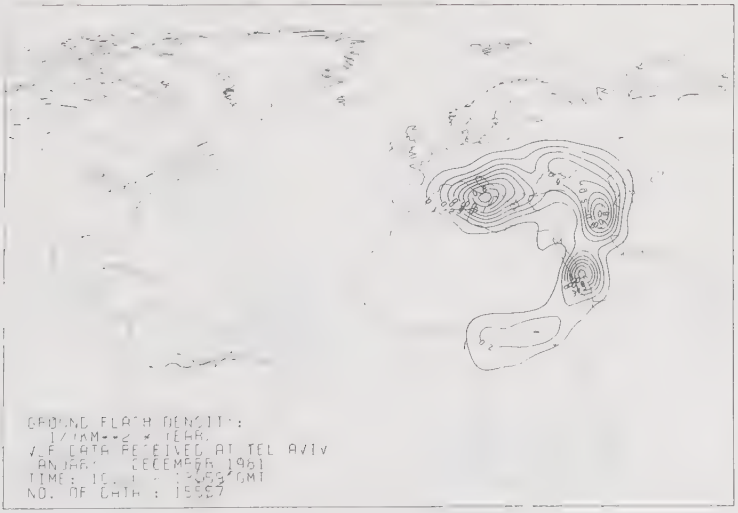


Abb. 4.5 : Analog Abb. 4.4, aber nur für das Zeitintervall 10 - 14 GMT.

Abb. 4.6 : Analog Abb. 4.4, aber nur für das Zeitintervall 14 - 18 GMT.

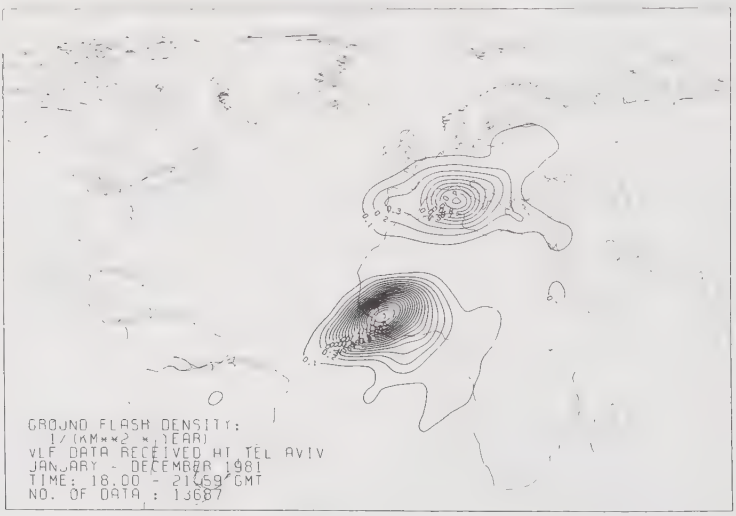


Abb. 4.7 : Analog Abb. 4.4, aber nur für das Zeitintervall 18 - 22 GMT.

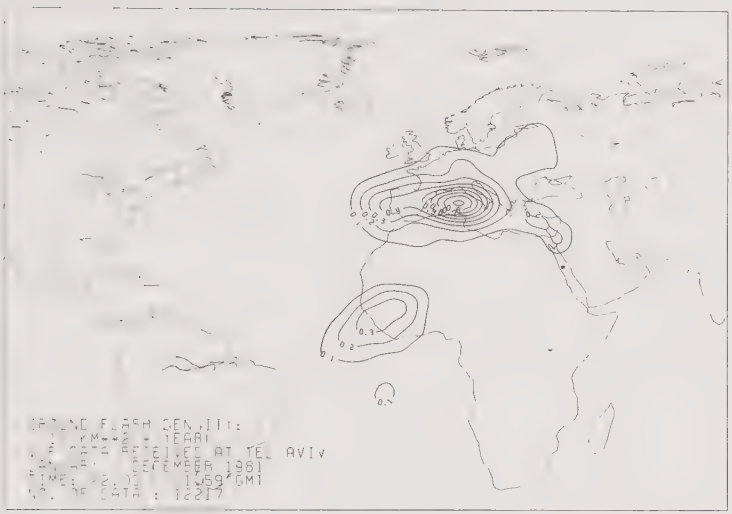


Abb. 4.8 : Analog Abb. 4.4, aber nur für das Zeitintervall 22 - 2 GMT.

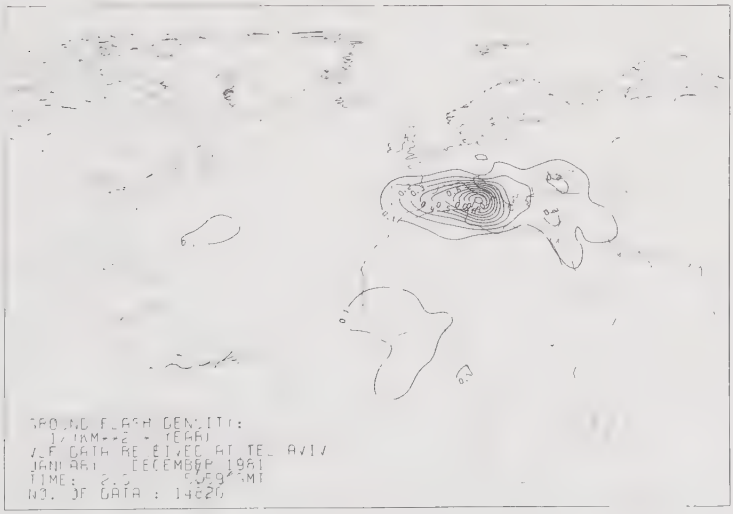


Abb. 4.9 : Analog Abb. 4.4, aber nur für das Zeitintervall 2 - 6 GMT.

Zwischen 22 und 2 Uhr GMT (Abb. 4.8) flaut die Aktivität in Westafrika stark ab, ähnliches gilt auch für die Quelle im westlichen Mittelmeer. Dagegen beginnt nun Aktivität über dem östlichen Mittelmeer.
Im Zeitraum 2 bis 6 Uhr GMT (Abb. 4.9) läßt die Blitzaktivität über den Kontinenten allgemein nach, die höchste Aktivität dagegen ist jetzt über den Meeren zu finden : Sowohl über dem westlichen (Zunahme gegenüber 22 - 2 Uhr) als auch über dem östlichen Mittelmeer, über dem Schwarzen Meer und verbreitet entlang der westafrikanischen Küste. Ursache für die im Vergleich zum Land hohe Aktivität über dem Meer ist, daß sich Landoberflächen wegen der geringeren Wärmespeicherfähigkeit während der Nacht abkühlen, somit für die Schichtung der Atmosphäre stabilisierend wirken. Wegen der höheren Wärmespeicherfähigkeit zeigt die Oberflächentemperatur des Wassers aber nur einen schwachen Tagesgang und kann somit bei Nacht labilisierend wirken. Abgesehen von lokalen Effekten (Land-Seewindsysteme) wird die Bildung von Konvektion aber auch durch Strahlungskühlung etwaig vorhandener Wolken begünstigt. Wolken senden von ihrer Oberseite langwellige Strahlung aus. Da bei Nacht die kompensierende kurzwellige Einstrahlung fehlt, führt dies zu einer Abkühlung der Wolkenoberseite und bei einer nahezu konstanten Oberflächentemperatur des Wassers zu einer Vergrößerung des vertikalen Temperaturgradienten, unterstützt also den Labilisierungsprozeß.

5. Blitzdichte und Energieinhalt der Atmosphäre

5.1 Die elektrische Energie des Gewitters

Energetisch betrachtet ist das Gewitter ein Spezialfall atmosphärischer Energiekonversion. Der Spezialfall ist dadurch gekennzeichnet, daß thermodynamische und elektrische Energieformen gleichzeitig, wenn auch in unterschiedlicher Größenordnung, auftreten.

Generell werden in einem Gewitter fühlbare und latente Wärme von tieferen in höhere Schichten transportiert. Antrieb für diesen Vertikalaustausch ist entweder eine vertikal ungleichmäßige Energieverteilung mit einem Energieüberschuß in tieferen Schichten z.B. durch Strahlungsheizung oder Advektion mit $\partial\theta / \partial p > 0$ (θ = potentielle Temperatur) bei großskaliger Hebung unter Einfluß synopskaliger Prozesse. Durch den vertikalen Austausch können bestehende Energieinbalancen ausgeglichen werden, den höheren Schichten der Atmosphäre kann Energie zugeführt, den tieferen entzogen werden. Hauptenergiequelle ist der Wasserdampf. Durch das Auskondensieren bei Erreichen des Kondensationsniveaus werden große Mengen latenter Wärme frei. Eine Abschätzung der Größenordnung der auftretenden Energien wurde von Braham (1952) basierend auf den Ergebnissen des "Thunderstorm Project" (Byers und Braham, 1949: Messungen in Gewittern in Ohio und Florida) gemacht, bestätigt z.B. durch Messungen in Florida von Ulansky und Garstang (1978a).

Dem Gewitter steht infolge des Einströmens wasserdampfhaltiger Luft die Energie einer Wassermenge von 10^7 bis 10^9 kg (Braham, 1952, Ulansky und Garstang, 1978a) zur Verfügung (Energiezufuhr durch Kondensation: 2.5×10^6 J kg^{-1} Wasser). Hiervon kondensieren aber nur etwa 60 % aus, 40 % verlassen die Wolke ohne Freisetzung latenter Wärme. Von den 60 % verdunstet in den Abwindgebieten etwa die Hälfte, so daß letztlich ein Energieäquivalent von ca. 2.7×10^8 kg Wasser als Energiezufuhr zur Verfügung steht (Braham, 1952). Der überwiegende Teil der Energie wird in innere und potentielle Energie der höheren Schichten umgewandelt, der Anteil der nach außen abgegebenen elektrischen Energie ist vergleichsweise gering. Nimmt man an, daß in einer Gewitterzelle zwei Ladungsgebie-

te entgegengesetzten Vorzeichens existieren (siehe Kap. 2.1.1) und treten zwischen beiden Entladungen auf (Wolkenblitze), so geht die Energie dem System „Wolke" nicht verloren. Erst bei Auftreten von Erdblitzen wird Energie aus der Wolke abgeführt. Als maximale Zahl der Erdblitze aus einer Wolke kann man etwa 1000 annehmen. Der Energieverlust ΔE_{elek} läßt sich nach Braham (1952) aus der mittleren Ladung ($Q = 30$ As) und dem Abstand der Ladungen ($r = 3$ km) bestimmen, wenn man dies als Maß für die aufgewendete Energie zur Ladungsgenerierung betrachtet :

$$(5.1) \quad \Delta E_{elek} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} (1000) \frac{Q^2}{r} = \frac{1000}{4\pi\varepsilon_0} \frac{30^2}{3000} = 2.7 \times 10^{12} \text{ J}$$

ε_0 = Dielektrizitätskonstante (8.85×10^{-12} As (Vm)$^{-1}$)

Diese Energiemenge entspricht dem Energieäquivalent von ca. 10^6 kg Wasser, d.h. weniger als 1% der zur Verfügung stehenden Energie. Ein normales Gewitter dürfte aber nicht mehr als 100 Erdblitze produzieren, d.h. der Anteil sinkt auf unter 1 ‰ .

5.2. Die atmosphärischen Schichtungszustände

Die Feststellung vertikaler Energieinbalancen ist im frontenfreien Fall ein wichtiges Hilfsmittel zur Prognose von Konvektion allgemein und speziell zur Gewittervorhersage (siehe Kap. 2.1.1 : Labilität als Bedingung zur Bildung von Luftmassengewittern).

Vertikale Energieinbalancen äußern sich dadurch, daß ein Luftpaket, das aus seiner gegenwärtigen Position ausgelenkt wird, entweder beim Aufsteigen kälter wird als die Umgebungsluft und in seine ursprüngliche Lage zurückfällt, oder das Luftvolumen bleibt beim Aufsteigen wärmer bzw. beim Absinken kälter als die Umgebung, so wird es nicht in seine Ruhelage zurückkehren, sondern seine Bewegung solange fortsetzen, bis eine äußere Kraft eine Weiterbewegung unterbindet (z.B. Temperaturinversion). Die dritte Möglichkeit ist, daß die Luftblase bei jeder Auslenkung die Temperatur der Umgebung hat, also in jedem beliebigen Niveau eine neue Ruhelage finden kann.

Dies ist die vereinfachte Beschreibung der drei atmosphärischen Zustän-

de der Stabilität ($\partial\Theta/\partial p < 0$: Unterdrückung vertikalen Austauschs), der Labilität ($\partial\Theta/\partial p > 0$: starker vertikaler Austausch) und der Indifferenz ($\partial\Theta/\partial p = 0$) mit der Parcelmethode, d.h. das Luftvolumen steht nicht in Wechselwirkung mit der Umgebung (kein Temperaturaustausch etc.).
Diese grundsätzlichen Überlegungen zur atmosphärischen Schichtung haben verschiedene Autoren veranlaßt, Labilitätskenngrößen zu entwickeln, die einfach anzuwenden sind und somit dem Wetterbeobachter schnell Informationen über den atmosphärischen Zustand und die zu erwartende Entwicklung bei Fehlen stärkerer (dynamischer) Einflüsse geben, d.h. die Kenngrößen sind im wesentlichen zu prognostischen Zwecken entwickelt worden, lassen sich aber auch für Zwecke der Analyse verwenden.

5.3. Informationsgehalt von Radiosondendaten

Die hierzu notwendige Information wird aus den Daten von Vertikalsondierungen der Atmosphäre abgeleitet, die von allen Wetterdiensten an hierzu ausgewählten aerologischen Stationen durchgeführt werden. Diese Radiosondenaufstiege sind die einzigen Informationsquellen, die, bei einer vernünftigen zeitlichen und räumlichen Auflösung, Rückschlüsse auf die Energetik der Atmosphäre zulassen.
Träger einer Sonde ist ein gasgefüllter Ballon, an dem sie als Ballast hängt. Die Sonde ist mit Meßeinrichtungen zur Druck-, Temperatur- und Feuchtemessung ausgestattet. Die vom Deutschen Wetterdienst (DWD) benutzte Sonde (Typ M60 : Deutscher Wetterdienst, 1973) mißt die Druckwerte mit einer Vidiedose (geeicht für $1000 \geq p \geq 20$ hPa), die Temperatur mit einem Bimetallthermometer (Eichung für $+30^{\circ} \geq t > -70^{\circ}$ C) und die relative Feuchte mit einem (Pernix-) Haarhygrometer (Eichung für $100\% \geq$ rel. F. $\geq 20\%$).
Beim Aufsteigen der Sonde werden die drei Parameter relative Feuchte, Temperatur und Druck (in dieser Reihenfolge) kontinuierlich — im Morsecode verschlüsselt — über einen Kurzwellensender an die Bodenstation übermittelt, wo die Morsezeichen wieder in die drei Meßgrößen umgewandelt werden. Bei einer mittleren Steiggeschwindigkeit von ca. 350 m min^{-1} und einer Übermittlungsrate von zehn Zyklen pro Minute er-

hält man damit eine Vertikalauflösung von etwa 35 Metern. Aus gleichzeitigen Radarmessungen wird zusätzlich Windstärke und Windrichtung bestimmt.

Der aus diesen Daten ermittelte Rohtemp ("Temp" = Schlüsselkennwort für Radiosondenaufstieg) enthält eine viel zu große Zahl von Druckflächen, von denen nur ein kleiner Teil physikalisch relevante Information enthält, d.h. man muß die Anzahl der Meßwerte reduzieren. Wie dies zu geschehen hat, wird von der WMO bzw. dem DWD (Deutscher Wetterdienst, 1982) zwingend vorgeschrieben :

Zum einen werden aus dem Rohtemp „markante Punkte" der Temperatur, der relativen Feuchte sowie der Windrichtung und Windgeschwindigkeit extrahiert, zum anderen werden an „Hauptdruckflächen" die zugehörigen meteorologischen Parameter berechnet.

Als „markante Punkte" der Temperatur gelten der Boden- und der Gipfelpunkt des Aufstieges, ferner Ober- oder Untergrenzen von Inversionen oder Isothermieschichten. Diese Schichten müssen entweder mindestens 20 hPa dick sein oder sich durch bemerkenswerte Änderungen der relativen Feuchte auszeichnen. Voraussetzung ist, daß die Untergrenze unterhalb 300 hPa oder unterhalb der ersten auftretenden Tropopause liegt, je nachdem, was tiefer liegt. Das letzte und wichtigste Kriterium ist, daß solche Punkte als markant gelten, bei denen sichergestellt ist, daß durch eine Verbindung zweier benachbarter (lineare Interpolation im Diagrammpapier) im Zwischenbereich keine Abweichung von der beobachteten Temperatur von mehr als $1^{\circ}C$ ($p \geq 300$ hPa bzw. unterhalb der ersten Tropopause) bzw. $2^{\circ}C$ oberhalb auftritt. Zusätzlich gelten für die Definition der Tropopause noch gesonderte Regelungen.

Für markante Punkte der relativen Feuchte muß sichergestellt sein, daß die relative Feuchte bei linearer Interpolation zwischen zwei markanten Punkten vom beobachteten Wert um nicht mehr als 15% abweichen darf, d.h. ist der beobachtete Wert im Zwischenbereich 50%, so darf im Extremfall der interpolierte Wert zwischen 35 und 65% liegen.

Ist das Kriterium „markanter Punkt" für die Temperatur oder die relative

Feuchte erfüllt, so werden immer beide Werte gemeldet. Die markanten Punkte, die aus einem Rohtemp abgeleitet werden, müssen so beschaffen sein, daß sich aus ihnen der Rohtemp unter Einhaltung der zuvor erwähnten Grenzwerte reproduzieren läßt.

Die „Hauptdruckflächen" sind feste Druckflächen, auf denen ein Vergleich der Radiosondenaufstiege untereinander möglich ist. So werden beispielsweise für diese Flächen topologische Karten gezeichnet. Es sind dies im einzelnen die Druckniveaus 1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20 und 10 hPa.

Eine vollständige Tempmeldung enthält neben den Orts- und Zeitangaben die markanten Punkte der Temperatur, der relativen Feuchte und des Windes sowie die Hauptdruckflächen, auf denen alle Parameter angegeben werden.

Wie bei allen Meßgeräten muß man auch bei der Radiosonde mit Fehlern bei der Messung rechnen. Zum einen sind dies statistische Fehler, es treten aber auch systematische Fehler auf (Ursache z.B. Strahlungseinfluß). Verschmierungen der Vertikalprofile werden durch die Trägheit der Bauteile erzeugt. Fehler bei der Höhenbestimmung unter der Annahme konstanter Steiggeschwindigkeit treten nur dann auf, wenn die Position der Sonde nicht durch Radar bestimmt wird (Radiosondenfehler : WMO, 1975). Durch den Wind wird die Sonde verdriftet. Dies spielt bei synoptischer Skala nur eine untergeordnete Rolle, doch z.B. bei mesoskaligen Untersuchungen muß man auch diesen Fehler berücksichtigen.

Beim Vergleich von Radiosondenaufstiegen an unterschiedlichen Orten muß man zudem berücksichtigen, daß kein einheitlicher Radiosondentyp im Einsatz ist. Um deren Daten aber vergleichbar zu machen, werden von Zeit zu Zeit Radiosondenvergleichsflüge durchgeführt, um typische Fehler der einzelnen Sondentypen eliminieren zu können. Der letzte Vergleichsflug fand 1981 in Payerne statt (siehe : Richner und Philips, 1982).

Nach WMO-Vorschrift sollen Radiosondenaufstiege an den hierzu ausgewählten aerologischen Stationen alle sechs Stunden erfolgen, um 0^h, 6^h, 12^h und 18^h GMT. Diese Zeiten werden im allgemeinen aber nur von den Wet-

terdiensten der UdSSR und ihnen nahestehenden Ländern eingehalten. In den meisten Ländern werden Aufstiege nur um 0^h und 12^h GMT, an den meisten afrikanischen Stationen nur um 12^h GMT durchgeführt.
Ein Meßtermin "12 GMT" bedeutet, daß die Sonde 45 Minuten früher, d.h. um 11.15 GMT gestartet wird (erlaubte Abweichung : ± 30 min), zum Termin befindet sie sich in der Luft.
Trotz der erwähnten Fehlerquellen sind gegenwärtig Radiosonden trotz Satelliten das einzige Meßsystem zur kontinuierlichen Überwachung der Vertikal- und Horizontalstruktur der Troposphäre und unteren Stratosphäre (siehe z.B. Schmidlin et al., 1982).

5.4. Methoden zur Bestimmung der Labilität

Die Methoden zur Bestimmung der Labilitätskenngrößen lassen sich in drei Gruppen einteilen. Die erste Gruppe wendet die schon zuvor erwähnte Parcelmethode an, die zweite benutzt die Slicemethode nach Bjerknes (1938) und Petterssen (1939), d.h. es werden aus Kontinuitätsgründen auftretende Vertikalbewegungen mit Absinken in der Umgebung des aufsteigenden Luftquantums und deren Einfluß auf die Labilität berücksichtigt. In der dritten Gruppe darf es zusätzlich zur Wechselwirkung mit der Umgebungsluft durch Einmischung trockener Luft ("Entrainment") kommen.
Die Parcelmethode ist die am häufigsten verwendete Methode. Hierzu zählen der Index nach Showalter (1953) und die vertikal integrierte Labilitätsenergie (Möller und Bullrich, 1961). Ein erster Versuch aus der Slicemethode ein Labilitätsmaß zu entwickeln wurde von Similä (1949) unternommen. Das Entrainment wurde aufgrund empirischer Untersuchungen von Faust (z.B. 1953) in einer Indexgröße berücksichtigt.

5.4.1. Der Showalterindex

Als Beispiel für die große Zahl der Labilitätsindizes auf der Basis der Parcelmethode kann man den Index nach Showalter S (1953) anführen.
Man berechnet ihn, indem man aus einem Radiosondenaufstieg die 850 hPa-Temperatur ermittelt und ein Luftquantum dieser Temperatur trockenadiabatisch bis zum Erreichen des Kondensationsniveaus und dann feuchtadiaba-

tisch bis auf 500 hPa hebt. Von der so ermittelten Temperatur wird die beobachtete 500 hPa-Temperatur abgezogen. Bei Bergstationen soll als Ausgangsniveau z.B. 700 hPa benutzt werden. Hierdurch ergeben sich Probleme der Vergleichbarkeit der Showalterindizes von Stationen unterschiedlicher Höhe über MSL (Mean Sea Level). Die Bestimmung von S ist dann wie folgt :

(5.2) $S = T_f^{500} - T_{ob}^{500}$

T_f^{500} = Temperatur auf einer Feuchtadiabaten durch das Hebungskondensationsniveau bei Ausgangsniveau 850 hPa (bei Bergstationen z.B. 700 hPa)

T_{ob}^{500} = beobachtete 500 hPa-Temperatur

Grenzwerte für S (nach Showalter) : { $S < -1$: höchstens Schauer; $+2 \geq S \geq -1$: Gewitter; $S > +2$: schwere Gewitter

5.4.2. Die Labilitätsenergie

Anstatt die Labilität durch Differenzenbildung von Daten verschiedener Druckflächen zu parametrisieren, wie es bei den meisten Indizes geschieht, kann man auch direkt die Energie berechnen oder die Arbeit bestimmen, die an einem Luftvolumen zum Durchlaufen eines Kreisprozesses geleistet werden muß oder die es selbst leisten kann. Die Arbeit, die ein ideales Gas bei unendlich langsamen reversiblen Prozessen bei kleinen Zustandsänderungen leistet, ist gegeben durch (siehe z.B. Möller und Bullrich, 1961) :

(5.3) $dW = p d\alpha \quad m^2\ s^{-2}$

p = Druck ($N\ m^{-2}$), α = spezifisches Volumen ($m^3\ kg^{-1}$)

Die gesamte Arbeit, die während eines Kreisprozesses geleistet wird, ist gegeben durch

(5.4) $W = \oint p\, d\alpha \quad m^2\ s^{-2}$

Ersetzt man $d\alpha$ über die Gasgleichung

(5.5) $\alpha = 1/\rho = R_L T / p \quad m^3\ kg^{-1}$,

R_L = Gaskonstante trockener Luft ($J\ kg^{-1}\ K^{-1}$),

T = Temperatur (K), p = Druck ($N\ m^{-2}$)

so erhält man aus Gl. 5.4 das Arbeits- oder Energieintegral

$$(5.6) \quad W = -R_L \oint T \, d(\ln p) \qquad m^2 \; s^{-2}$$

Gleichung 5.6 läßt sich aber auch direkt aus der Parcelmethode ableiten. Ein Luftpaket, das aus seiner Ruhelage ausgelenkt wird, erfährt eine Beschleunigung proportional zur Temperaturdifferenz zwischen Luftpaket und Umgebungsluft

$$(5.7) \quad \dot{w} = g \frac{T - T_a}{T_a} \qquad m \; s^{-2}$$

$\dot{w} = \frac{dw}{dt}$ = vertikale Beschleunigung ($m \; s^{-2}$),

g = Schwerebeschleunigung ($m \; s^{-2}$),

T_a = Temperatur der Umgebungsluft (K),

T = Temperatur des Luftpakets (K)

Integriert man die vertikalen Beschleunigungen auf, so erhält man die Arbeit, die an einem Luftpaket bei der Aufwärtsbewegung von z_0 bis z_1 geleistet wird :

$$(5.8) \quad E_L = \int_{z_0}^{z_1} \dot{w} \, dz = \int_{z_0}^{z_1} g \frac{T - T_a}{T_a} \, dz \qquad m^2 \; s^{-2}$$

Ersetzt man dz über die statische Grundgleichung

$$(5.9) \quad dz = - \frac{dp}{g \rho} \qquad m$$

und ρ durch die Gasgleichung (Gl. 5.5), so erhält man die zu Gl. 5.6 äquivalente Gleichung der Labilitätsenergie

$$(5.10) \quad E_L = - R_L \int_{p_0}^{p_1} (T - T_a) \, d(\ln p) \qquad m^2 \; s^{-2}$$

p_0 = Kondensationsniveau, p_1 = Integrationsobergrenze $[p_0, p_1]$: N m^{-2}

Strenggenommen muß man mit der virtuellen Temperatur T_v

$$(5.11) \quad T_v = T (1 + 0.608 \, q)$$

q = spezifische Feuchte

statt der Temperatur T des betrachteten Luftpakets rechnen, die Abweichungen für die daraus resultierende Energie sind aber gering.

5.4.3. Der Similäindex

Similä (1949) benutzt zu seiner Labilitätsbestimmung die Slicemethode nach Bjerknes (1938) bzw. Petterssen (1939). Hierbei wird angenommen, daß durch eine horizontale Luftschicht ein Luftstrom M' mit der Geschwindigkeit w' aufsteigt und gleichzeitig aus Kontinuitätsgründen ein Luftstrom M mit der Geschwindigkeit w absteigt. Unter der Voraussetzung, daß hierbei kein Aus- oder Einströmen stattfindet, muß gelten :

(5.12) $M' \quad w' = M \quad w$

$w' > 0, \; w < 0$ (w', w = Vertikalgeschwindigkeiten) $[w', w] = m \; s^{-1}$

Setzt man weiter voraus, daß von einem barotropen Anfangszustand ausgegangen wird und alle Bewegungen adiabatisch sind, so ergibt sich für die Temperaturdifferenz ΔT beider Luftströme

$$(5.13) \quad \Delta T = \Delta z \left[(\gamma - \Gamma') + \frac{M'}{M} (\gamma - \Gamma) \right]$$

γ = gemessener Temperaturgradient,

Γ = trockenadiabatischer Temperaturgradient,

Γ' = feuchtadiabatischer Temperaturgradient, $[\gamma, \Gamma, \Gamma'] = K \; m^{-1}$

Wie erhält man aus Gl. 5.13 die größtmögliche Labilität, die gleichzeitig die größtmögliche Menge konvektiver Wolken bestimmt ? Als maximale Menge konvektiver Wolken kann man aus Kontinuitätsgründen 4/8 annehmen, damit wird

$$(5.14a) \quad \gamma = \frac{\Gamma + \Gamma'}{2} \qquad (5.14b) \quad w = -w'$$

Für den indifferenten Fall ($\Delta T = 0$) folgt aus Gl. 5.13

$$(5.15) \quad (\gamma + \Gamma') + \frac{M'}{M} (\gamma - \Gamma) = 0$$

Ersetzt man hierbei γ in der rechten Klammer durch Gl. 5.14a (aus Gl. 5.14b folgt $M = M'$), so ergibt sich :

$$(5.16) \quad \gamma = \Gamma' - \frac{M'}{M} \left(\frac{\Gamma + \Gamma'}{2} - \Gamma \right) = \Gamma' - \frac{M'}{2M} (\Gamma' - \Gamma) =$$

$$= \Gamma' + \frac{M'}{M + M'} (\Gamma - \Gamma')$$

$\frac{M}{M + M'} = N_k$ ist der relative Anteil konvektiver Wolken

Bei Labilität wird aus Gl. 5.16 eine Ungleichung, der Gradient der Schichtungskurve ist dann

$$(5.17) \quad \gamma > \Gamma + N_k (\Gamma - \Gamma')$$

Aus den Gleichungen 5.16 und 5.17 folgt, daß die Labilität bei $N_k = 0$ am größten ist, d.h. wenn noch keine Wolken existieren. Die Labilität nimmt mit der Wolkenbildung ab und erreicht das Stadium der Indifferenz, wenn Gl. 5.16 erfüllt ist.

Ersetzt man in Gl. 5.17 die Differentiale durch Differenzen, so erhält man, wenn für alle Parameter das Kondensationsniveau das Ausgangsdruckniveau ist

$$(5.18) \quad T_\gamma^{500} > T_\Gamma^{500} + N_k (T_\Gamma^{500} - T_{\Gamma'}^{500})$$

T_γ^{500} = beobachtete 500 hPa-Temperatur,

T_Γ^{500} = Temperatur auf einer Trockenadiabaten durch das Kondensationsniveau in 500 hPa,

$T_{\Gamma'}^{500}$ = Temperatur auf einer Feuchtadiabaten durch das Kondensationsniveau in 500 hPa

Für das Kondensationsniveau ist von Similä nach statistischen Untersuchungen in Skandinavien fest 850 hPa angenommen worden.

Aus Gl. 5.18 erhält man die thermische Instabilität ΔT, wenn man das Ungleichheitszeichen durch ein Gleichheitszeichen und N_k durch $\Delta T/10$ ersetzt

$$(5.19) \quad \Delta T = \frac{T_\gamma^{500} - T_{\Gamma'}^{500}}{T_\Gamma^{500} - T_{\Gamma'}^{500}} \times 10$$

Der Einfluß der Feuchte auf die Labilität wird durch eine empirisch abgeleitete Korrektur aus der mittleren relativen Feuchte bestimmt, wobei 60% als Grenzwert zwischen labilen und stabilen Fällen angenommen wird. Demzufolge wird 60% relativer Feuchte der Wert $\Delta u = 0$ zugewiesen, 55% der Wert $\Delta u = -1$ und 65% der Wert $\Delta u = +1$ zugeordnet. Die mittlere relative Feuchte wird als gleichgewichtetes, vertikales Mittel aus den Werten in den Druckniveaus 850, 700, 600 und 500 hPa bestimmt

$$(5.20) \quad U_m = \frac{u_{850} + u_{700} + u_{600} + u_{500}}{4}$$

Aus U_m erhält man durch einfache Transformation das Labilitätsmaß Δu für die Feuchtekorrektur:

$$(5.21) \quad \Delta u = (U_m - 60) / 5$$

Gewitteraktivität ist dann zu erwarten, wenn ΔT und Δu positiv sind.

5.4.4. Der Faustindex

Faust (z.B. 1953) hat aus energetischen Überlegungen und einer empirischen Berücksichtigung der Feuchte eine Labilitätsgröße abgeleitet, die sowohl den thermischen als auch den feuchten Einfluß aufgrund von Beobachtungsdaten berücksichtigt.

Sein Ausgangspunkt ist das in der Zeit vor dem zweiten Weltkrieg im aerologischen Sonderschlüssel mit LL bezeichnete Maß der Labilität, das den Inhalt einer Fläche, begrenzt von der Zustandskurve, der 500 hPa-Fläche (ursprünglich 600 hPa) und der Feuchtadiabaten angibt, also ein Integral für die thermische Labilitätsenergie :

$$(5.22) \quad LL = -\frac{1}{20} \int_{p_0}^{p=500hPa} (T - T_a)\, dp \qquad K\ N\ m^{-2}$$

p_0 = Kondensationsniveau (hPa), T, T_a = Temperatur des Luftpakets bzw. der Umgebungsluft (K)

Bei der Verwendung dieses Labilitätsmaßes hatte sich aber gezeigt, daß zwar die Labilität hohe Werte erreichte, es aber zu keiner Quell- oder Gewitterwolkenbildung kam, da der Feuchtegehalt der freien Atmosphäre zu gering war. Je geringer die relative Feuchte ist, desto höher kann die Labilität sein, ohne daß Konvektion auftritt. Die starke Abhängigkeit von der Feuchte legt nahe, daß man die Aufwärtsbewegung der gesättigten Luft nicht als adiabatisch auffassen darf, sondern daß die aufsteigende Luft in dauernder Wechselwirkung mit der Umgebungsluft steht, wobei dieser Austausch in Form von Einmischung von trockener Luft der Umgebung bzw. direkte Verdunstung in die trockene Umgebungsluft stattfindet, optisch als „Abtrocknen" aufquellender Wolkentürme zu beobachten. Das Entrainment erklärt auch die verhältnismäßig geringen Werte des Wassergehalts von Wolken (selten über 1 g/kg, in Gewittern maximal bis 3 g/kg) im Gegen-

satz zu den aus feuchtadiabatischen Abschätzungen abgeleiteten Werten von bis zu 10 g/kg.

Ein aufsteigendes Luftpaket wird sich entsprechend der Feuchteverhältnisse der freien Atmosphäre oberhalb des Kondensationsniveaus auf einer Kurve zwischen Trocken- und Feuchtadiabte bewegen, je trockener die Atmosphäre ist, desto näher liegt die Kurve an der Trockenadiabaten, je feuchter es ist, desto näher liegt sie an der Feuchtadiabaten durch das Kondensationsniveau.

Das Problem ist, in welcher Form die Feuchte die Labilität beeinflußt. Aus statistischen Untersuchungen von Aufstiegen über einer Landoberfläche (Mitteleuropa) ermittelte Faust eine empirische Funktion $\varphi(\bar{u})$ ($\bar{u}$ = mittlere relative Feuchte der freien Atmosphäre oberhalb des Kondensationsniveaus bis 500 hPa), die die Lage der Kurve zwischen Trocken- und Feuchtadiabate bestimmt. $\varphi(\bar{u})$ ist eine nichtlineare Funktion von $\bar{u}$:

$$(5.23) \quad \varphi(\bar{u}) = [\,0.00467 \quad (100 - \bar{u}) + 0.0000667 \quad (100 - \bar{u})^2\,]$$

$\varphi(\bar{u})$ ist eine Gewichtsfunktion für die Fläche F, begrenzt durch Trocken-, Feuchtadiabate und 500 hPa-Fläche :

$$(5.24) \quad F = -\frac{1}{20} \int_{p_0}^{p=500hPa} (T_f - T_d)\, dp \qquad K\ N\ m^{-2}$$

T_f, T_d = Temperatur auf einer Feucht- bzw. Trockenadiabaten durch das Kondensationsniveau (K)

Da die Labilität nur bei einer relativen Feuchte von 100% unverändert bleibt, ansonsten aber reduziert wird, muß man das mit $\varphi(\bar{u})$ gewichtete Integral F von der thermischen Labilität LL (Gl. 5.22) abziehen. Die so gewonnene Labilität wird aufgrund der dargestellten Überlegungen „Verdunstungslabilität" V genannt :

$$(5.25) \quad V = LL - \varphi(\bar{u}) \quad F \qquad K\ N\ m^{-2}$$

5.4.5. Die Bestimmung des Kumuluskondensationsniveaus

Für die zuvor erwähnten Labilitätsindizes (außer Showalter) wird für das Kondensationsniveau einheitlich 850 hPa angenommen. Diese Näherung

ist für mittlere Breiten meist mit vertretbaren Abweichungen erfüllt. Bei der Auswertung von Radiosondenaufstiegen in niederen Breiten (subtropische Hochdruckgürtel oder innertropische Konvergenz), aber auch in Fällen hohen Feuchtegehalts bzw. sehr trockener Luftmasse in mittleren Breiten treten Abweichungen für das Kondensationsniveau auf, wobei Werte zwischen mehr als 900 hPa bei sehr feuchter Luftmasse und weniger als 400 hPa bei sehr trockener Luftmasse bei einem mittleren Stationsdruck $P_{St} \simeq 1000$ hPa auftreten können. Damit sind aber die Voraussetzungen für die Indexberechnung nicht mehr erfüllt.

Es ist notwendig statt eines festen Niveaus das angenäherte wahre Kondensationsniveau in jedem einzelnen Fall zu bestimmen. Hierfür kommt als Kondensationshöhe nicht das Hebungs- sondern nur das Kumuluskondensationsniveau in Betracht (Unterschied : siehe Abb. 5.1). Das Hebungskondensationsniveau ist nur von Interesse, wenn die Luftmasse eine er-

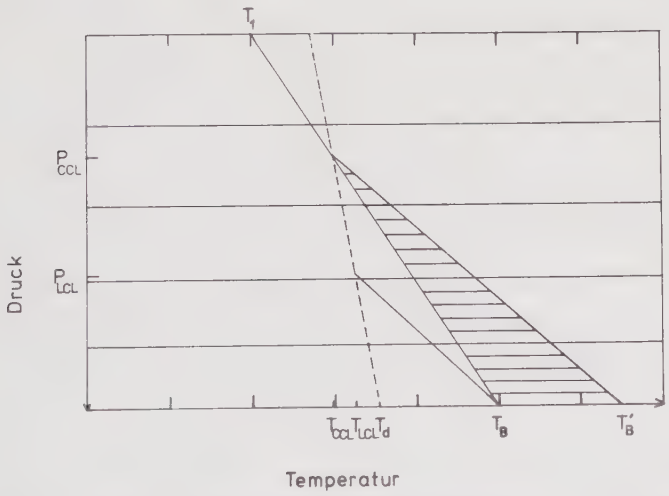


Abb. 5.1 : Die Bestimmung von Hebungskondensationsniveau (LCL = Lifting Condensation Level) und Kumuluskondensationsniveau (CCL = Cumulus Condensation Level) (schematisch). $T_B - T_1$ ist die Schichtungskurve der Atmosphäre, T'_B ist die zum CCL (gekennzeichnet durch P_{CCL} und T_{CCL}) gehörende Auslösetemperatur. P_{LCL} und T_{LCL} zeigen die Lage des LCL an.

zwungene Hebung durch synopskalige Prozesse oder bei Überströmung eines Hindernisses erfährt. Interessant für den Fall von Konvektion in

einer homogenen Luftmasse ist aber nur das Kumuluskondensationsniveau, bei dem die Kondensation durch Aufheizung in bodennahen Schichten in Gang gesetzt wird (siehe "Parcel"-Theorie).

Das Hebungskondensationsniveau (LCL) erhält man durch trockenadiabatische Hebung eines Luftpakets mit der Temperatur T_B bis zum Schnitt mit der gestrichelten Kurve (Linie konstanter spezifischer Feuchte q).

q ist gegeben durch :

$$(5.26) \quad q = 0.622 \frac{e}{p - 0.378\,e}$$

e = Dampfdruck, p = Gesamtluftdruck ($p = p_L + e$) [e, p]: N m^{-2}

Die entsprechende Linie gleicher spezifischer Feuchte q wird bestimmt durch den Taupunkt am Boden T_d. P_{LCL} und T_{LCL} sind Druck bzw. Temperatur im Hebungskondensationsniveau.

Das Kumuluskondensationsniveau (CCL) ist bestimmt durch den Schnitt zwischen der Linie gleicher spezifischer Feuchte (q = const.) und der Zustandskurve. Die Zustandskurve der Atmosphäre ist in Abb. 5.1 durch die Verbindungslinie zwischen T_B und T_1 gegeben. Das CCL wird erst dann erreicht werden können, wenn die Aufheizung in Bodennähe so weit fortgeschritten ist, daß die Bodentemperatur den Wert T'_B erreicht hat. Bei jeder Temperatur T mit $T_B < T \leq T'_B$ wird ein adiabatisch aufsteigendes Luftpaket in irgendeinem Niveau unterhalb des CCL kälter als die Umgebung und steigt nicht mehr weiter. Die Temperatur T'_B wird Auslösetemperatur genannt, weil nur Wolkenbildung ausgelöst werden kann, wenn sie erreicht oder überschritten wird. Dies gilt natürlich nur für den Fall, daß die Schichtung oberhalb dies zuläßt.

Die alleinige Berücksichtigung des Bodentaupunkts zur Bestimmung der betreffenden Linie gleicher spezifischer Feuchte ist insofern problematisch, als nachts oder am frühen Morgen die bodennächste Schicht feuchter als die darüberliegende Luft ist. Mittags ergibt sich durch überadiabatische Aufheizung bei Strahlungswetter ein umgekehrter Effekt in Bodennähe. Es ist deshalb zweckmäßig, den Feuchtegehalt einer bodennahen Schicht zu bestimmen und daraus das CCL zu berechnen. Aus diesem Grund wird

fest eine 100 hPa dicke Schicht über der Oberfläche berücksichtigt. Dadurch ist im allgemeinen sichergestellt, daß mindestens ein zweiter markanter Punkt außer dem Bodenwert Berücksichtigung findet, damit die Bestimmung der spezifischen Feuchte nicht allein vom Bodenwert abhängt.

5.4.6. Die Auslöseenergie

Berechnet man die Labilitätsenergie (Gl. 5.10) am gleichen Ort zu unterschiedlichen Zeiten oder an unterschiedlichen Orten zur gleichen Zeit, so kann man durchaus gleichgroße Werte der Labilität erhalten. Im allgemeinen wird sich aber das Kondensationsniveau zu einem anderen Zeitpunkt oder an einem anderen Ort in einem anderen Druckniveau befinden. Damit sind die berechneten Energien aber nicht untereinander vergleichbar, denn der gleiche Energiewert bei unterschiedlicher Höhe des Kondensationsniveaus bedeutet eine unterschiedliche Neigung zur Konvektion : Liegt das Kondensationsniveau tief und die Zustandskurve relativ nahe an der Feuchtadiabaten, so kann man integral einen gleichgroßen Wert erhalten wie in dem Fall, wo das Kondensationsniveau höher liegt, aber oberhalb die Schichtung stärker labil ist. Im ersten Fall kann es infolge Einstrahlung zu Konvektion kommen, da die Auslösetemperatur schnell erreicht wird, im zweiten Fall kann es aber zum völligen Ausbleiben von Konvektion kommen. Um dies zu berücksichtigen wird die zu den einzelnen Kondensationsniveaus gehörende Auslöseenergie bestimmt (schraffierte Fläche in Abb. 5.1). Man kann die Fläche approximieren, indem man die mittlere Temperaturdifferenz zu $(T'_B - T_B)/2$ annimmt und so das Integral der Auslöseenergie bestimmt. In der Schreibweise der Labilitätsenergie lautet dieses Integral

$$(5.27) \quad E_A = - R_L \int_{p_B}^{p_{CCL}} (T'_B - T_B) \, d(\ln p) \simeq - \frac{R_L \, \Delta T}{2} \int_{p_B}^{p_{CCL}} d(\ln p) =$$

$$= \frac{1}{2} R_L \, \Delta T \, \ln (p_B / p_{CCL}) \qquad m^2 \; s^{-2}$$

In den Einheiten des Faustindex lautet die Auslöseenergie :

$$(5.28) \quad V_A = - \frac{1}{20} \int_{p_B}^{p_{CCL}} (T'_B - T_B) \, dp \simeq - \frac{\Delta T}{40} \int_{p_B}^{p_{CCL}} dp = \frac{\Delta T}{40} (p_B - p_{CCL})$$

5.4.7. Effektive Labilitätsenergie und effektiver Faustindex

Mithilfe der mit Gl. 5.27 bzw. 5.28 bestimmten Auslöseenergien lassen sich zwei neue Labilitätsgrößen unter Benutzung der Labilitätsenergie und des Faustindex ableiten, indem man von den in Gl. 5.10 (Labilitätsenergie) bzw. 5.25 (Faustindex) bestimmten Labilitätsmaßen die entsprechende Auslöseenergie abzieht. Hierdurch erhält man die effektive Energie bzw. den effektiven Faustindex, da hierbei die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Konvektion mit in Betracht gezogen wird, die eine Funktion der Temperaturdifferenz zwischen Boden- und Auslösetemperatur ist.
Das zuvor erwähnte Problem bezüglich der Vergleichbarkeit der Temps besteht nicht mehr, da in jedem Fall mit einer Energiebilanz bezüglich der Labilität einer Luftsäule Boden - 400 hPa (Labilitätsenergie) bzw. 500 hPa (Faustindex) gerechnet wird.

(5.29) $E'_L = E_L - E_A$

(5.30) $V' = V - V_A$

Wenn im Folgenden die Begriffe „Labilitätsenergie" bzw. „Faustindex" benutzt werden, so sind damit die durch Gl. 5.29 bzw. 5.30 definierten Größen gemeint.
Abbildung 5.2 zeigt anhand zweier Temps des gleichen Termins (23.6.81, 12 GMT) der Stationen Brindisi (WMO-Stationsnummer 16320) und Istanbul (WMO-Stat.-Nr. 17062), wie sich die Korrektur aus Gl. 5.29 auswirkt : Während nach Gl. 5.10 die Werte der Labilitätsenergie für Brindisi (a, 639.6 J kg^{-1}) und Istanbul (b, 640.7 J kg^{-1}) nahezu gleich sind, ändert sich dies bei Anwendung der Korrektur (Gl. 5.29). Durch die Korrektur wird der Labilitätswert für Brindisi nur wenig verändert (559.3 J kg^{-1}), für Istanbul nimmt der Energiebetrag bis auf 45.8 (J kg^{-1}) ab, d.h. der Temp wird als nahezu indifferent eingestuft. Auf diese Weise wird die Inversion zwischen 850 und 820 hPa (Istanbul) berücksichtigt, die bei alleiniger Verwendung von E_L unbemerkt bliebe.
Wie die Bodenkarte für den 23.6.81 (12 GMT) zeigt (Abb. 5.3), liegt Brindisi (a) an diesem Tag im Bereich einer nach Südosten vordringenden

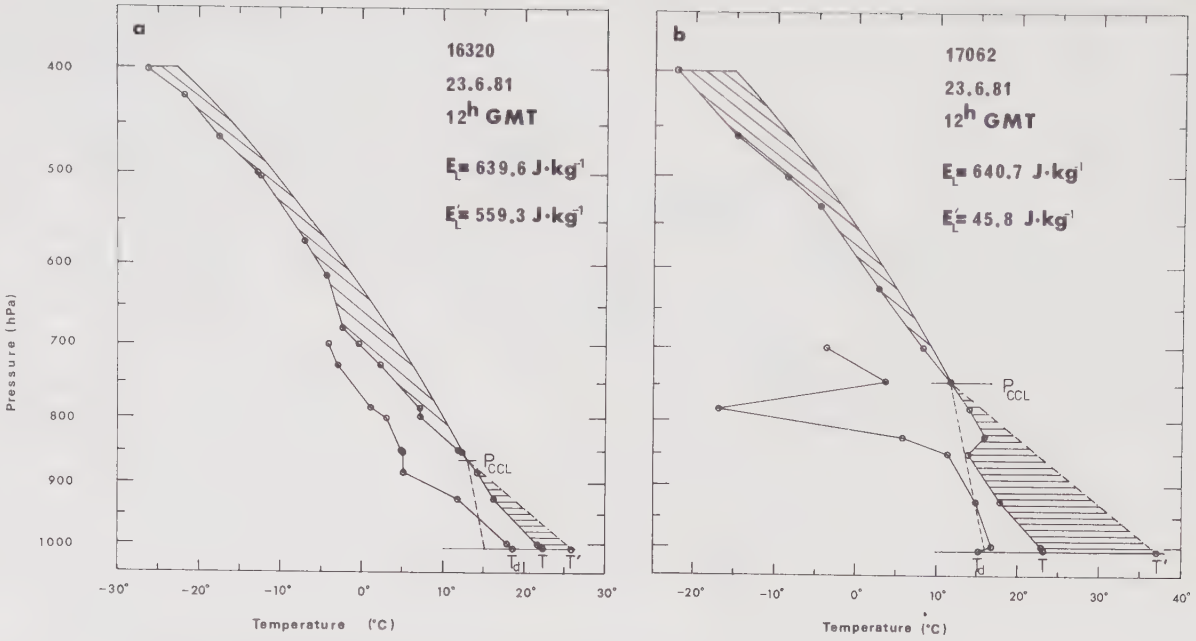


Abb. 5.2 : Beispiel für die korrigierte Labilitätsenergie E'_L (Gl. 5.29).
Hier sind die Temps der Stationen Brindisi (WMO-Stat.-Nr. 16320, (a)) und Istanbul (WMO-Stat.-Nr. 17062, (b)) dargestellt. Für beide folgt aus der Berechnung der Labilitätsenergie E_L (Gl. 5.10) eine etwa gleichgroße Labilitätsenergie. Bei Anwendung von Gl. 5.29 ergibt sich nach Berechnung von E'_L ein etwas anderes Bild : Während der Temp von Brindisi (a) labil bleibt, wird der Temp von Istanbul (b) nahezu indifferent.

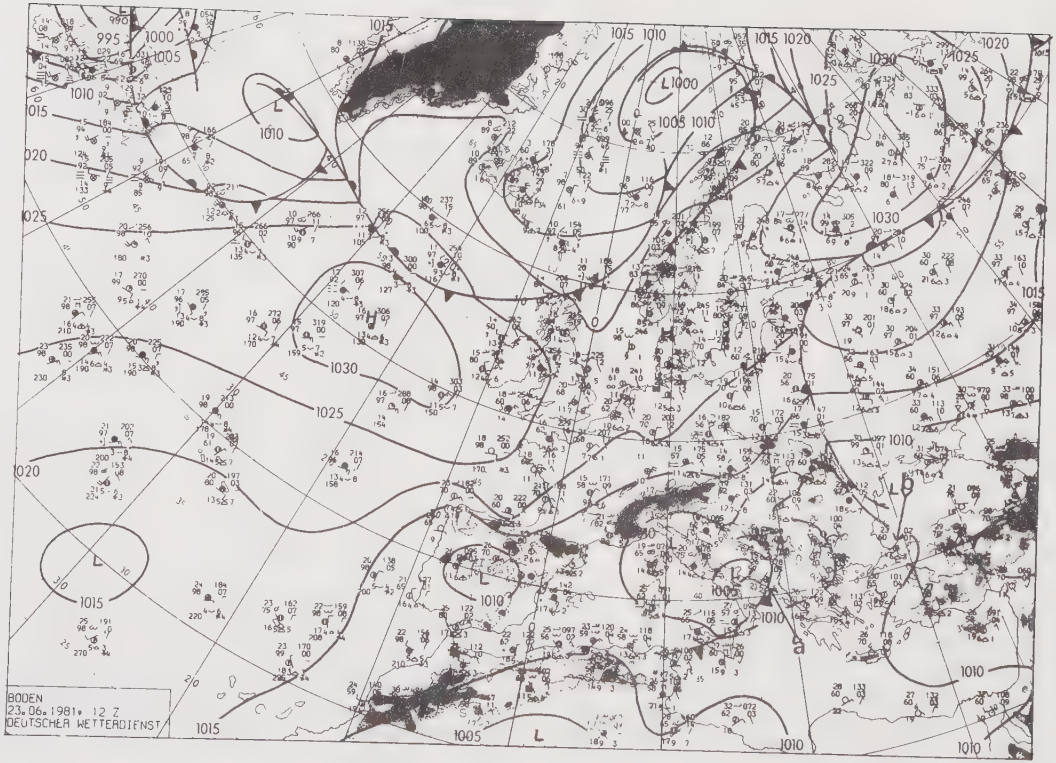


Abb. 5.3 : Bodenkarte für den 23.6.1981, 12 GMT.
Die Stationen Brindisi bzw. Istanbul sind durch ein (a) bzw. (b) gekennzeichnet.

Kaltfront mit Labilisierung aufgrund von Kaltluftadvektion (siehe Meldungen über beobachtete Cb's bzw. Gewitter im Bereich der Front und dahinter). Istanbul (b) befindet sich im Bereich von Warmluftadvektion in der Höhe vor einer Warmfront, die sich noch nicht bis zum Boden durchgesetzt hat. Letzteres deutet die Inversion zwischen 850 und 820 hPa an (Abb. 5.2b). Damit wird diese Luftmasse durch Warmluftadvektion, im wesentlichen in höheren Schichten, stabilisiert.

5.5. Vergleich : Blitzdichte und Energieinhalt der Atmosphäre

Es stellt sich nach den Ausführungen über die Energetik des Gewitters (Kap. 5.1) die Frage, ob es einen Zusammenhang zwischen aus Radiosondenmessungen abgeleiteten Energiebilanzen der Atmosphäre und den beobachteten Blitzhäufigkeiten gibt, gegeben durch die aus Sfericsdaten abgeleiteten Blitzdichten, trotz des nur sehr kleinen Anteils der elektrischen Energie an der Geamtenergie. Dies würde der Folgerung von Vonnegut (1963) entsprechen, der feststellte, daß Gewitter mit großer Vertikalerstreckung, entsprechend einer hochreichend labil geschichteten Atmosphäre, eine höhere Blitzrate aufweisen als solche mit geringerer Vertikalerstrekkung (siehe Kap. 2.1.1, Punkt 5).

5.5.1. Der Vergleichsdatensatz

Als Vergleichsdaten für die Sfericsmessungen des Jahres 1981 standen die Radiosondendaten des gleichen Zeitraums für den Bereich 0^{o} bis 90^{o} Nord, 30^{o} West bis 80^{o} Ost zur Verfügung, d.h. für einen etwas größeren Bereich als vom VLF-AA in Tel Aviv permanent überwacht werden kann. Die Daten stammen aus dem Datenarchiv des Deutschen Wetterdienstes (DWD). Nachdem der Datensatz von verstümmelten Temps gereinigt und durch physikalische Checks von fehlerhaften Temps befreit wurde, sind die Daten von einem speziell zu diesem Zweck entwickelten Programmpaket zur Bestimmung von Labilitätskenngrößen (siehe Anhang) verarbeitet worden. Es stellte sich heraus, daß die Zahl der zu den einzelnen Terminen vorliegenden Aufstiege sehr unterschiedlich war. Die geringste Zahl lag zu den Terminen 6 und 18 GMT vor, erheblich mehr Aufstiege lagen für 0 GMT, die weitaus größte Zahl lag aber für 12 GMT vor. Eine Übersicht über die geographische Verteilung und die Meldehäufigkeit der einzelnen Stationen zeigt Abb. 5.4 (Juni 1981, 12 GMT). Hier zeigt sich deutlich die hohe Stationsdichte in Europa sowie die geringe Dichte bzw. das Fehlen von Stationen in Teilen des Vorderen Orients und im nördlichen Afrika. Die jeweils geplottete Zahl gibt die Anzahl der Meldungen im Zeitraum 1.6. bis 30.6.1981 an, maximal also 30 Tage. Während

Abb. 5.4 : Die Meldehäufigkeit der einzelnen Stationen (Beispiel : Juni 1981, 12 GMT). Die Lage der Station ist mit einem Punkt gekennzeichnet. Die dazugeplottete Zahl gibt die Anzahl der Meldungen für den Monat Juni an (maximal also 30).

in Europa diese Zahl meist zwischen 20 und 30 liegt bzw. 30 erreicht, sind bei Stationen auf der Arabischen Halbinsel und in Teilen Afrikas noch nicht einmal 50% des Meldesolls erfüllt.

5.5.2. Einschränkungen

Ein Vergleich beider Datensätze ist nur möglich, wenn man folgende Einschränkungen beachtet. Während die Information aus der Ortung einer Sfericsquelle ist, daß dort ein Gewitter stattfindet, gibt ein Labilitätsparameter nur ein Maß für die Intensität von Konvektion an, falls es überhaupt zu Konvektion kommt. Damit ist es aber nicht sehr sinnvoll, aus der Verteilung und der Größe eines Labilitätsmaßes auf die zu erwartende Sfericsaktivität zu schließen. Umgekehrt kann man aber vom Auftreten und aus der Stärke einer Sfericsquelle auf die Intensität der sie verursachenden Konvektion schließen.

Aber selbst hierbei treten Probleme auf, wie ein Vergleich zwischen der geographischen Verteilung der Sfericsortungen des 23.6.1981, 9 bis 15 GMT (Abb. 5.5a) mit der Verteilung der gemessenen Labilitätsenergie für den 23.6.1981, 12 GMT (Abb. 5.5b) zeigt. Während die qualitative Übereinstimmung zufriedenstellend ist, d.h. es werden Sferics dort geortet, wo auch Labilität beobachtet wird, ist die Übereinstimmung der jeweiligen Amplituden nicht sehr überzeugend. Aus diesem Grund brachten auch Vergleiche zwischen beiden Datensätzen in Form einer Korrelation der Daten im Einflußbereich der einzelnen Radiosondenstationen (Radien: $100 \leq r \leq 300$ km) unbefriedigende Resultate. Drei Ursachen sind vermutlich für das Versagen eines quantitativen Vergleichs von Einzelmessungen verantwortlich.

1. Einzelne Radiosondenmessungen sind vertikale Stichproben in einem kontinuierlichen Medium und damit offenbar nicht geeignet zum Vergleich mit Daten eines Datensatzes, der einen bestimmten geographischen Bereich lückenlos überdeckt. Um die Informationen aus den Radiosondenmessungen ebenfalls als Kontinuumsmessungen vorliegen zu haben, ist man gezwungen, zwischen den Stützpunkten (= Radiosondenaufstiege) zu interpolieren, um so ein kontinuierli-

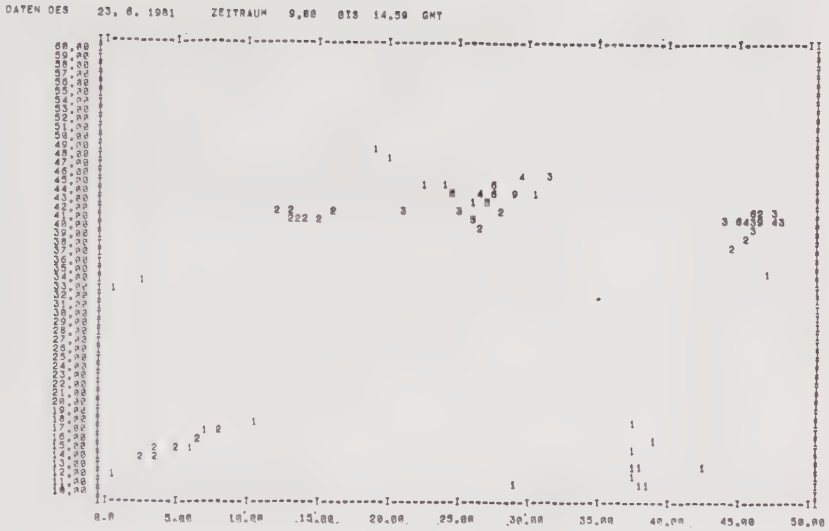


Abb. 5.5a : Plot der Sfericsortungen für den 23.6.1981, 9 bis 15 GMT. Schematisch sind hier die in diesem Zeitraum beobachteten Sfericsquellen geplottet worden (Kartenausschnitt : 10^{o} - 60^{o} N, 0^{o} - 50^{o} O). Die Intensitätswerte sind auf den Maximalwert normiert.

ches Feld zu erhalten. Für diesen Zweck gibt es eine Anzahl verschiedener Methoden. Hier wurde ein Verfahren der metrischen Interpolation benutzt (Gordon und Wixom, 1978), das den Vorteil hat, daß die interpolierten Werte $U(p_j)$ $(p_j \in R^2)$ ein Maximalprinzip erfüllen :

(5.31) $\quad m \leq U(p_j) \leq M$

$M = \max(F_i)$, $m = \min(F_i)$, $F_i = F(p_i)$ = Stützpunkt

Die Funktion U(p) ist definiert durch

$$(5.32) \quad U(p) = \{ \sum_{i=1}^{N} [F_i + F_{x_i} (x - x_i) + F_{y_i} (y - y_i)] / r_i^2 \} / \{ \sum_{i=1}^{N} (1 / r_i^2) \}$$

N = Anzahl der Stützpunkte, $F_{x_i} = \frac{\partial F}{\partial x}\Big|_{p=p_i}$, $F_{y_i} = \frac{\partial F}{\partial y}\Big|_{p=p_i}$,

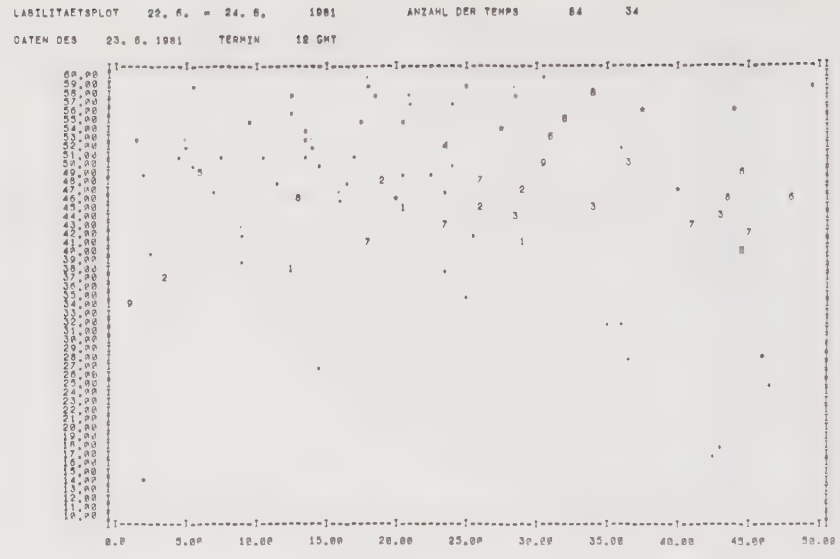


Abb. 5.5b : Plot der Verteilung der Labilitätsenergiewerte E_L' für den 23.6.1981, 12 GMT. Schematisch sind hier die Energiewerte geplottet (Kartenausschnitt wie Abb. 5.5a). Ein Punkt kennzeichnet einen stabilen Temp, eine geplottete Zahl gibt die Labilitätsenergie E_L' in Einheiten von 100 J kg^{-1} an (ein Stern bedeutet : Wert über 1000 J kg^{-1}).

$$r_i = [\,(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2\,]^{1/2}$$

Für die Anwendung der Methode brauchen nur die Stützpunkte p_i bekannt zu sein. Die partiellen Ableitungen F_{x_i} und F_{y_i} werden durch lokale Least-Square-Approximationen in der Umgebung der Punkte p_i bestimmt, im einfachsten Fall durch eine Ebenennäherung :

(5.33) $F(x,y) = a + bx + cy$

2. Vom Datenreduktionsprogramm werden unterschiedliche Quellen als eine Quelle betrachtet und somit auch die zugehörigen GDD-, SAR- und SA-Verteilungen so interpretiert, wenn zwischen diesen in der Azimutverteilung (Histogramm) kein ausreichend großes Minimum liegt (siehe Kap. 3.1, letzter Absatz). Diese quasi eindimensionale Betrachtung führt zu dem berechneten Gaußfit für das Azimut in Abb. 5.6 : Alle Quellen zwischen 280^o und 20^o werden zu

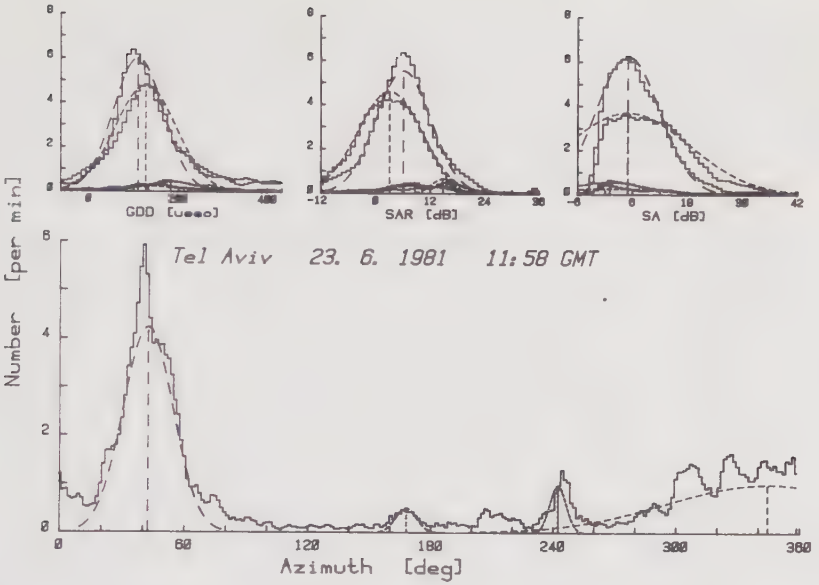


Abb. 5.6 : Beispiel einer Histogrammverteilung (analog Abb. 3.1) mit schlechter Auflösung der Quellen durch das Fitprogramm (23.6.1981, 11.40 bis 12.00 GMT). Vom Datenauswerteprogramm werden in diesem Fall vier Herde entdeckt, doch geben die gefitteten Quellen nicht die wahre Verteilung wieder : Die „Quelle" um 345° besteht aus ca. vier Einzelquellen !

einer breiten Quelle mit einem Maximum bei 345° zusammengefaßt. In diesem Fall sind die GDD-, SAR- und SA-Verteilungen der Quellen ähnlich, so daß keine größeren Fehler bei der Entfernungsbestimmung verursacht werden. Konsequenzen hat dieser Fit aber auch für die Quelle bei 245°: Da eine Quelle aus der Histogrammverteilung eliminiert wird, nachdem deren Parameter berechnet sind, indem eine normalverteilte Quelle aus der Verteilung abgezogen wird, büßt die Quelle bei 245° wegen der Breite der Quelle bei 345° (siehe Abb. 5.6) einen Teil ihres Azimutanteils ein. Damit werden aber auch die Parameterfits nur mit Werten aus der Restverteilung gerechnet und die Position der Quelle unrichtig bestimmt. In solchen Fällen ist aber ein quantitativer Vergleich unmöglich.

3. Die dritte Fehlerquelle ist das Ausbreitungsmodell selbst. Da das Modell nur einen Idealzustand des Wellenleiters kennt, können Änderungen der Ausbreitungsbedingungen ohne zusätzliche externe Informationen (z.B. Ionosphärenbeobachtungen) nicht festgestellt werden. Änderungen der Ausbreitungsbedingungen äußern sich sich in Schwankungen der Quellentfernung (Verschmierung der Quellorte in Großkreisrichtung). Ionosphärenbeobachtungen gibt es aber nur spärlich und dann auch kontinuierlich nur für bestimmte Ausbreitungsstrecken (siehe Kap. 2.2.2), so daß man diesen Fehler als zu diesem Zeitpunkt nicht korrigierbar akzeptieren muß.

Die Verschmierung der Quellen in Großkreisrichtung kann aber auch durch eine mangelhafte Trennung zwischen unterschiedlichen Quellen (siehe Ursache zwei) hervorgerufen werden. Da im Normalfall die Originalhistogramme nicht mehr vorliegen, ist eine eindeutige Fehlerzuweisung im Nachhinein normalerweise nicht mehr möglich. Für den 23.6.81 liegen aber solche Histogramme vor. Wie das Beispiel Abbildung 5.6 zeigt, ist in diesem Fall die mangelhafte Trennung der Quellen die Ursache für die Verschmierung der Quellorte.

5.5.3. Klimatologischer Vergleich beider Datensätze

Um den Einfluß der zuvor erwähnten Störungen soweit wie möglich zu reduzieren, muß man von der Betrachtung von Einzelfällen abgehen und sich auf klimatologische Datenvergleiche beschränken. Hierfür eignet sich z.B. eine monatliche, integrale Betrachtungsweise, da hierbei die zuvor erwähnten Fluktuationen nur noch eine untergeordnete Rolle spielen, vor allem dann, wenn es einige dominierende Quellen in den einzelnen Monaten gibt. Änderungen der Aktivität im Jahresgang bleiben bei dieser Betrachtungsweise aber klar erkennbar. Hierbei ist es wegen der unterschiedlichen Zahl der Temps an den einzelnen Stationen (siehe Abb. 5.4) notwendig, die Integrale mit den beobachteten Häufigkeiten zu wichten.

Für alle in Kapitel 5.4 beschriebenen Labilitätsgrößen lassen sich solche Karten erstellen. Greift man sich einen Monat aus dem Datensatz heraus, so lassen sich Vergleiche der einzelnen Indizes durch Vergleich mit den

Sfericsortungen aus den Plots ableiten. Die Schraffurdichte bei den Plots der Labilitätsparameter ist ein Maß für die Stärke der Labilität, berechnet mit dem jeweiligen Labilitätsparameter. Untereinander sind die Indizes aufgrund der Schraffur aber nur bedingt vergleichbar, da die Schraffurstärke gemäß den Angaben der einzelnen Autoren über die einzelnen Schwellenwerte der Indizes gewählt wurde.

Der Plot der Sfericsverteilung für den September 1981 (Abb. 5.7a) zeigt ein extrem starkes Aktivitätsgebiet über dem westlichen Mittelmeer ($N_g > 1.7\ km^{-2}\ mon^{-1}$). Dies ist typisch für diesen Raum zu dieser Jahreszeit (siehe : British Meteorological Office, 1962), aber im Jahre 1981 extrem stark ausgeprägt. Eine schwache Quelle läßt sich an der Nordostküste des Schwarzen Meeres lokalisieren ($N_g > 0.2\ km^{-2}\ mon^{-1}$), eine weitere über dem mittleren Roten Meer ($N_g > 0.3\ km^{-2}\ mon^{-1}$). Die afrikanischen Quellen schwächen sich zu dieser Jahreszeit schon ab.

Die entsprechende Karte für den Showalterindex (Abb. 5.7b) gibt aber nur unvollkommen diese Verteilung wieder. Der Maximalwert wird im Bereich des Kaukasus erreicht. Sowohl die Quelle über dem Roten Meer als auch die Mittelmeerquelle lassen sich kaum aus der Verteilung der Maxima der Indexgröße ableiten. Ähnliches gilt auch für den Similäindex (Abb. 5.7c). Der absolute Maximalwert wird ebenfalls im Bereich des Kaukasus erreicht. Die Quelle im Mittelmeer sucht man hier man hier ebenfalls vergebens, nur die Quelle über dem Roten Meer wird vom Similäindex einigermaßen zufriedenstellend wiedergegeben. Die höchsten Feldwerte für den Faustindex (Abb. 5.7d) finden sich über dem nördlichen Mittelmeer und über dem Roten Meer, ein schwächeres Maximum über dem Kaukasus., d.h. der Faustindex gibt die Sfericsbeobachtungen einigermaßen wieder.

Alle drei obigen Indizes benutzen im wesentlichen zur Labilitätsbestimmung der Atmosphäre die Labilität der höheren Schichten ab 850 hPa (siehe : Berechnung der Indizes in Kap. 5.4). Nur für den Faustindex wird die thermische Labilität für eine atmosphärische Luftsäule (Boden bis 500 hPa) berechnet, aber für die Feuchtekorrektur wird nur der

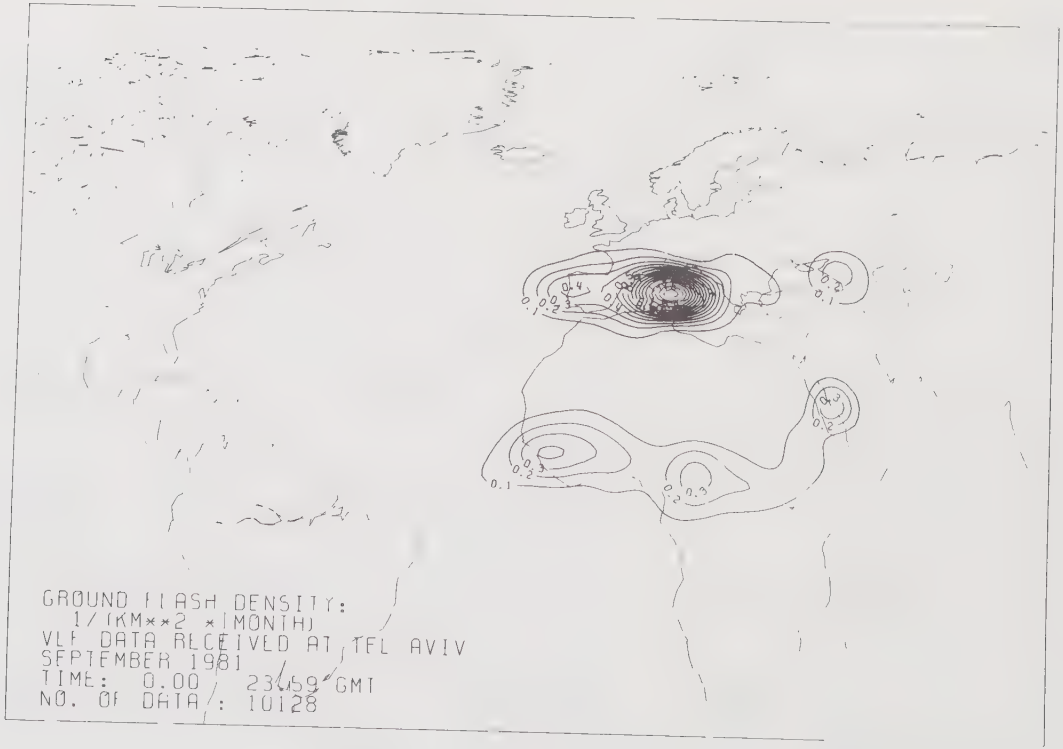


Abb. 5.7a : Sfericsverteilung für den Monat September 1981 (analog Abb. 4.2) (Isolinienabstand : 0.1 Einheiten).

Abb. 5.7b : Verteilung des monatlichen, integralen Showalterindex (September 1981).
(Fehlende Boxen = Datenlücken)

Abb. 5.7c : Verteilung des monatlichen, integralen Similäindex (September 1981).

Abb. 5.7d : Verteilung des monatlichen, integralen Faustindex (September 1981).

Feuchtegehalt oberhalb des Kondensationsniveaus berücksichtigt. Die stärkere Wichtung der Labilität der höheren Luftschichten scheint, wie auch die Ergebnisse der anderen Monate zeigen, über Landoberflächen zu vernünftigen Resultaten zu führen, in Fällen, bei denen der Feuchtenachschub direkt von einer Wasseroberfläche kommt, scheint dies aber eine nicht geeignete Parametrisierung zu sein.

Betrachtet man dagegen die Feldverteilung der Labilitätsenergie (Abb. 5.7e), so zeigt sich hier, daß das absolute Maximum der Labilität im westlichen Mittelmeer erreicht wird, korrespondierend mit der Lage des Maximums der Sfericsaktivität. Die beiden anderen Aktivitätsgebiete am Rande des Schwarzen Meeres und in Arabien werden von der Labilitätsenergie ebenfalls befriedigend wiedergegeben.

Da für die meisten afrikanischen Gebiete kaum Vergleichsdaten der Labilität vorliegen, wurden zu einem qualitativen Vergleich die Daten einer klimatologischen Karte der Anzahl der Gewittertage (Leroux, 1983) herangezogen, aufgrund der Annahme, daß sich die großen Strukturen innerhalb der ITCZ nur wenig von Jahr zu Jahr ändern, unter Berücksichtigung der Einschränkungen wie in Kap. 4.1 angeführt. Im allgemeinen basieren die Daten auf 30-jährigen Datenreihen, in einigen Fällen beträgt die Datenbasis aber auch nur 10 Jahre. Als Beispiel ist hier die Karte für den Monat September (Abb. 5.7f) gezeigt. Folgt man hierbei dem Verlauf der 15er bzw. 20er Isolinie und vergleicht die Struktur mit der der Sfericskarte (Abb. 5.7a), so ist die Übereinstimmung recht überzeugend.

Auch im Folgenden werden die Daten von Leroux als qualitatives Maß zum Vergleich herangezogen, da in den meisten afrikanischen Gebieten Vergleichsdaten der Labilität fehlen.

Nach den Erfahrungen mit den anderen Indizes scheint die Labilitätsenergie die einzige für einen Vergleich brauchbare Labilitätsgröße zu sein. In den Abbildungen 5.8a/b bis 5.18a/b werden die jeweils zusammengehörenden Paare der Blitzdichte- und Labilitätsenergiekarten gegenüberstellt. Die Karten gekennzeichnet mit dem Buchstaben „a" sind die jeweiligen Monatssummen der Blitzdichte (Berechnung etc.: siehe Kap. 4.3.2) integriert

Abb. 5.7e : Verteilung der monatlichen, integralen Labilitätsenergie (September 1981).

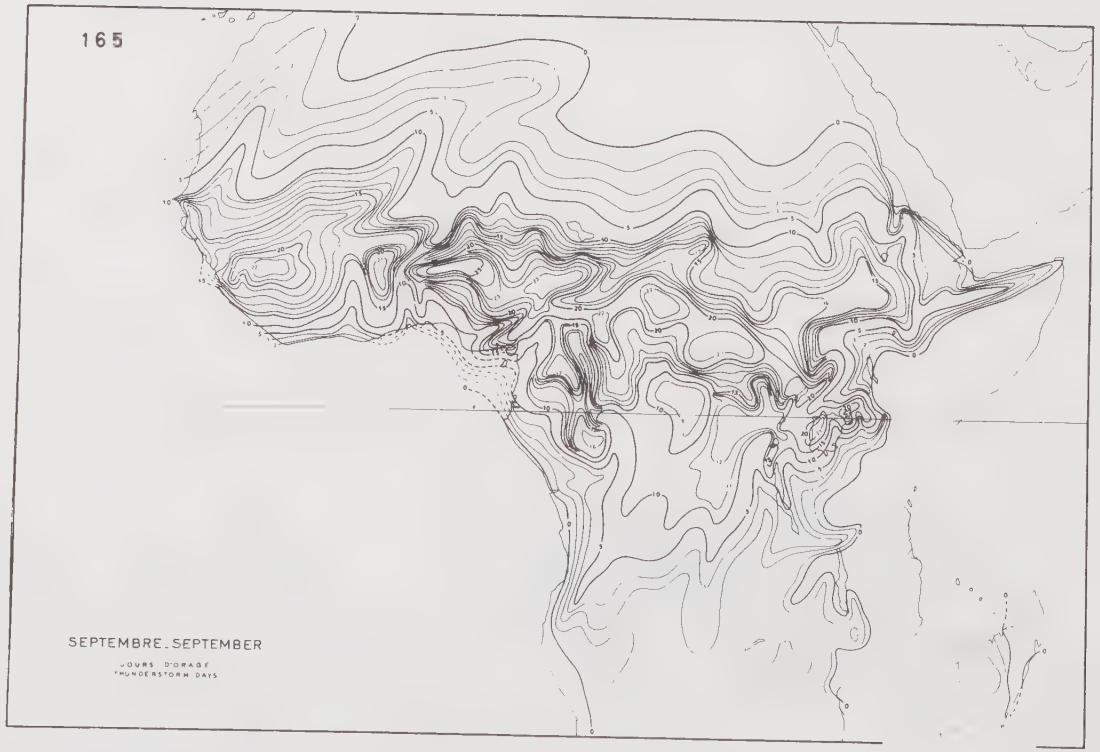


Abb. 5.7f : Geographische Verteilung der Anzahl der beobachteten Gewittertage im tropischen Afrika für September (nach Leroux, 1983).

über den ganzen Tag. In den mit dem Buchstaben „b" gekennzeichneten Karten sind die jeweiligen monatlichen Integralwerte der Labilitätsenergie für 12 GMT in $2^{\circ} \times 2^{\circ}$ Gitterauflösung dargestellt. Die Schraffurdichte ist ein Maß für die Höhe der Labilität. Da nur für Gebiete, die durch eine ausreichende Zahl von Stützpunkten belegt sind, Boxen geplottet werden, weisen die Felder in datenleeren Gebieten Lücken auf. Die Daten verschiedener Monate sind insofern vergleichbar, als alle Monate gleichartig skaliert worden sind. Wegen des in Kap. 3.2 angesprochenen Gerätefehlers (Hemisphäre teilweise falsch) konnte die Quelle auf der westlichen Arabischen Halbinsel in der ersten Jahreshälfte nur teilweise beobachtet werden. Deshalb bleiben Daten aus diesem Gebiet bis Juni 1981 (einschließlich) beim Vergleich unberücksichtigt.

I. Januar

Wie Abb. 5.8a zeigt, ist die Aktivität im Januar in mittleren Breiten auf Bereiche des zentralen und östlichen Mittelmeeres beschränkt. Die Blitzdichte erreicht Werte von etwa $N_g \simeq 0.3\ km^{-2}\ mon^{-1}$. Die wesentliche Aktivität im afrikanischen Raum ist beschränkt auf Gebiete etwas südlich des Äquators bei etwa 10° W und etwa 15° O.

Die zugehörige Labilitätskarte (Abb. 5.8b) weist Bereiche mit erhöhter Labilität im wesentlichen im östlichen Mittelmeer auf, entsprechend der Sfericsaktivität. Die Aktivität in Afrika südlich des Äquators (15° Ost) läßt sich qualitativ mithilfe der Daten der Gewittertage für den Januar belegen (Leroux : Tafel 157).

II. Februar

Im Februar wird das Jahresminimum der Sfericsaktivität im Hauptempfangsbereich ($\bar{\rho} < 3000$ km) erreicht (Abb. 5.9a). Es bleiben lediglich kleinere Aktivitätsgebiete am Rande des Mittelmeeres und südlich des Äquators übrig. Die Vergleichskarte der Energie (Abb. 5.9b) zeigt kein Maximum im Mittelmeerbereich, vielmehr eine gleichmäßige Verteilung über weite Bereiche des Mittelmeers. Das Maximum der Gewittertage bei etwa 5° S / 15° O verlagert sich von Januar zu Februar kaum (Leroux : Tafel 158), entsprechend den Beobachtungen der Sfericsaktivität in diesem Gebiet.

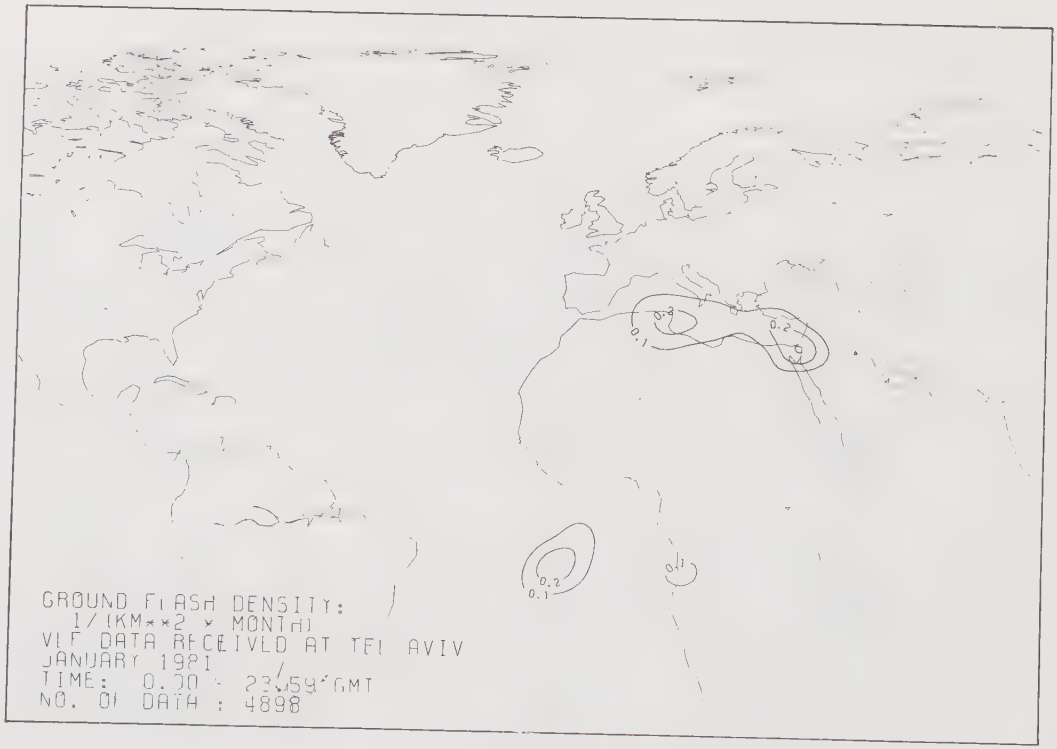


Abb. 5.8a : Monatliche Sfericsverteilung (Erdblitzdichte) für den Monat Januar 1981 (analog Abb. 4.2). Der Isolinienabstand beträgt 0.1 Einheiten.

Abb. 5.8b : Geographische Verteilung der monatlichen, integralen Labilitätsenergie (Januar 1981).
(analog Abb. 5.7e)

Abb. 5.9a : wie Abb. 5.8a für Februar 1981

Abb. 5.9b : wie Abb. 5.8b für Februar 1981

III. März

Nennenswerte Aktivität fehlt im März (Abb. 5.10a) im westlichen Mittelmeer, nur im östlichen Mittelmeer bleibt ein schwaches Aktivitätsgebiet erhalten. Sehr stark entwickelt sich aber ein Aktivitätsgebiet mit dem Zentrum über dem nördlichen Irak ($N_g > 0.7\ km^{-2}\ mon^{-1}$), das bis ins nördliche Saudi Arabien und in den Iran reicht. Die Aktivitätsgebiete in Afrika wandern in diesem Monat langsam nordwärts. In Westafrika beginnt Aktivität an der westafrikanischen Schwelle. Auf der entsprechenden Labilitätskarte (Abb. 5.10b) zeigt sich höhere Labilität im Nahen Osten, doch ist das Gebiet maximaler Blitzhäufigkeit infolge fehlender Daten unbelegt, klimatologische Karten der Anzahl der Gewittertage für den Irak (Iraq Meteorological Department, 1945) zeigen aber, daß im Frühjahr (März/April) und Herbst jeweils mehrere Tage mit Gewitter zu erwarten sind, während z.B. der Sommer völlig gewitterfrei ist. Das Einsetzen der Gewitteraktivität an der westafrikanischen Schwelle wird durch die erhöhte Zahl der Gewittertage in diesem Bereich bestätigt (Leroux : Tafel 159).

IV. April

Während der Mittelmeerraum im April (Abb. 5.11a) frei von stärkerer Aktivität ist und sich das Aktivitätsgebiet über dem Irak abschwächt ($N_g > 0.3\ km^{-2}\ mon^{-1}$), aber gleichzeitig in nordwestlicher Richtung zum Schwarzen Meer ausdehnt, nimmt die Aktivität im westlichen Afrika zu. Die Ausweitung des Aktivitätsgebiets über dem Irak nach Norden läßt sich auch aus dem Labilitätsplot (Abb. 5.11b) durch Erhöhung der Labilität im Bereich des Kaukasus belegen. Die Zunahme und Verlagerung der Aktivität im westlichen Afrika scheint im Zusammenhang mit der Vergrößerung eines Gebiets mit einer hohen Zahl von Gewittertagen und dessen leichte Nordverlagerung zu stehen (Leroux : Tafel 160). Ebenso zeigen die (diesmal vorhandenen) Tempdaten eine Zunahme der Labilität in diesem Gebiet.

V. Mai

Erstmalig tritt im Mai (Abb. 5.12a) ein Aktivitätsmaximum auf dem Bal-

Abb. 5.10a : wie Abb. 5.8a für März 1981

Abb. 5.10b : wie Abb. 5.8b für März 1981

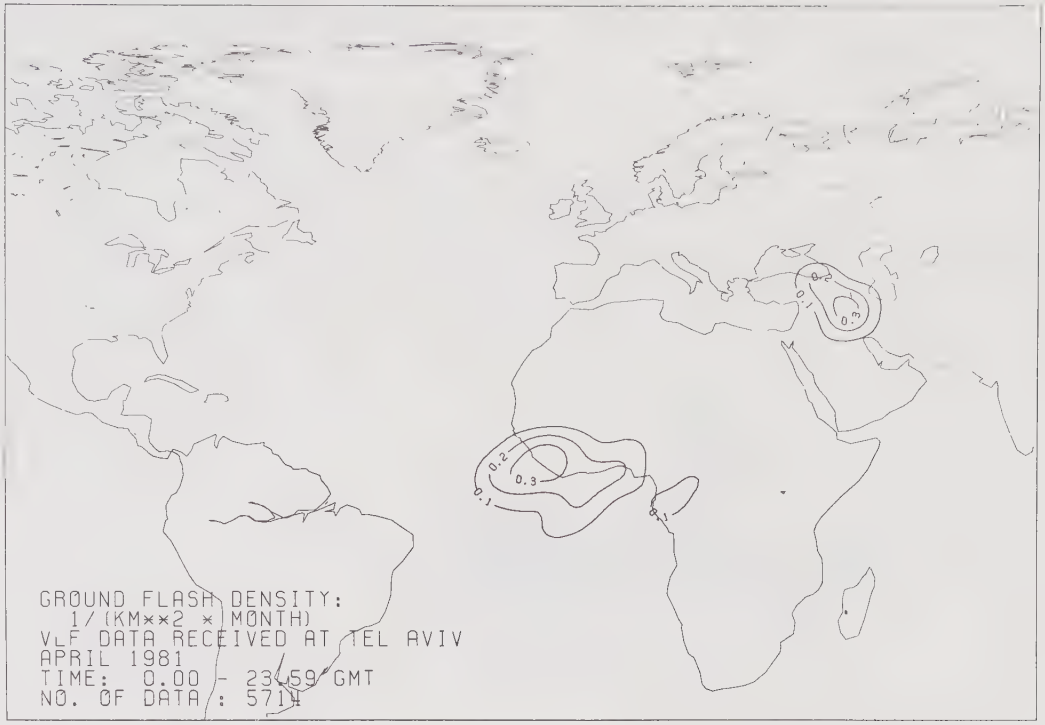


Abb. 5.11a : wie Abb. 5.8a für April 1981

Abb. 5.11b : wie Abb. 5.8b für April 1981

kan auf ($N_g > 0.3\ km^{-2}\ mon^{-1}$). Das Gebiet über dem Irak ($N_g > 0.3\ km^{-2}\ mon^{-1}$) und dem Schwarzen Meer dehnt sich weiter nach Norden aus. Sehr stark nimmt die Aktivität in Westafrika zu. Die Labilitätskarte (Abb. 5.12b) zeigt Maxima in den gleichen Gebieten wie die Sfericskarte (Balkan, Rand des Kaukasus). Die hohe Aktivität in Westafrika wird durch starke Labilität im gleichen Bereich belegt. Die klimatologische Karte von Leroux zeigt ähnliches.

VI. Juni

Die Sfericskarte des Juni (Abb. 5.13a) weist ebenfalls ein Aktivitätsmaximum auf dem Balkan auf ($N_g > 0.9\ km^{-2}\ mon^{-1}$) sowie ein schwächeres im Gebiet des Kaukasus ($N_g > 0.4\ km^{-2}\ mon^{-1}$). Zudem hat sich die Aktivität auf den gesamten westlichen Teil der UdSSR ausgedehnt, allerdings ohne ausgesprochen dominierendes Maximum. Die Quelle in Westafrika hat sich in ihrer Stärke kaum verändert, aber leicht in nördliche Richtung verlagert. Die Vergleichsdaten (Abb. 5.13b) zeigen das Gebiet stärkster Labilität in Westafrika. Lerouxs Karte für Juni (Tafel 162) zeigt eine Nordwärtsverlagerung bei gleichzeitiger Abschwächung des südlichen Teils der Quelle. Nahezu gleichhoch ist die Labilität aber auch im Kaukasus, etwas geringer über der westlichen UdSSR und auf dem Balkan.

VII. Juli

Im Juli sind alle Strukturen nahezu breitenkreisparallel angeordnet (Abb. 5.14a). Das Maximum der Aktivität im europäischen Raum verlagert sich vom Balkan nach Italien ($N_g > 0.5\ km^{-2}\ mon^{-1}$). Über nahezu dem gesamten Bereich von Kontinentaleuropa ist die Verteilung etwa gleichmäßig und nahezu strukturlos. In Afrika ist im Westen die Aktivität unverändert gegenüber dem Vormonat. in Zentralafrika aber entwickelt sich eine neue Quelle, die sich langsam in nordöstliche Richtung ausdehnt (Äthiopisches Hochland). Die Karte der Labilität (Abb. 5.14b) weist im europäischen Raum ein ähnlich diffuses Aussehen wie die Sfericskarte auf. Lediglich über Norditalien zeichnet sich ein Gebiet höherer Labilität ab. Die Erhaltung der Labilität in Westafrika und die Zunahme der Aktivität in Zentralafrika lassen sich auch bei Leroux (Tafel 163) feststellen.

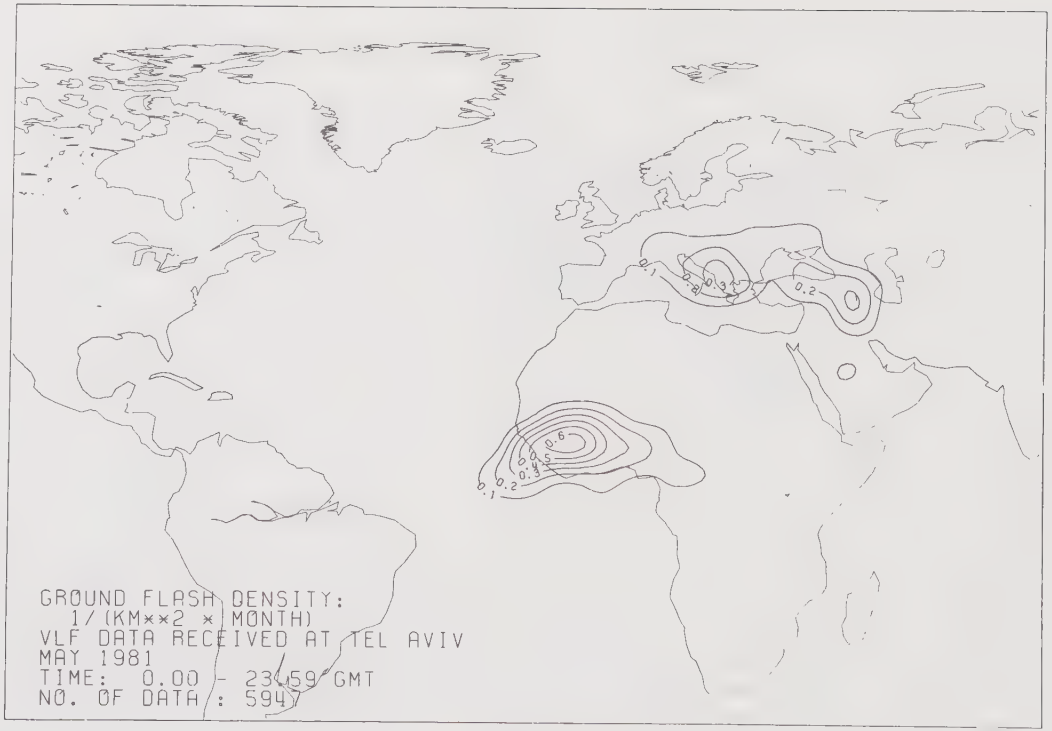


Abb. 5.12a : wie Abb. 5.8a für Mai 1981

Abb. 5.12b : wie Abb. 5.8b für Mai 1981

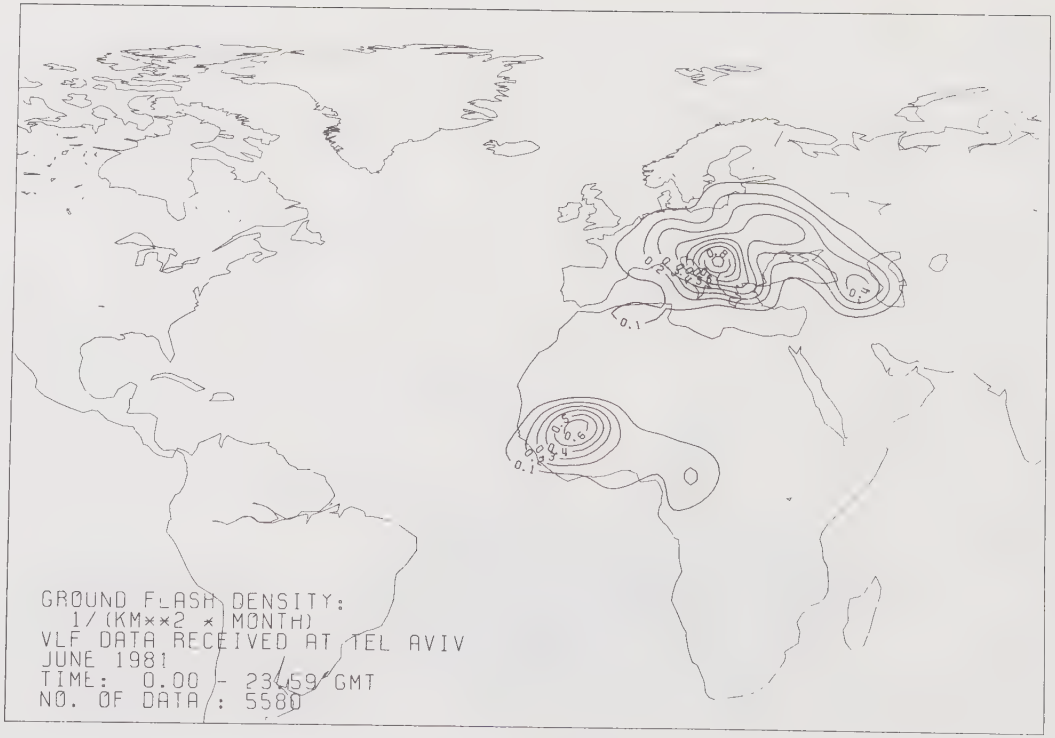


Abb. 5.13a : wie Abb. 5.8a für Juni 1981

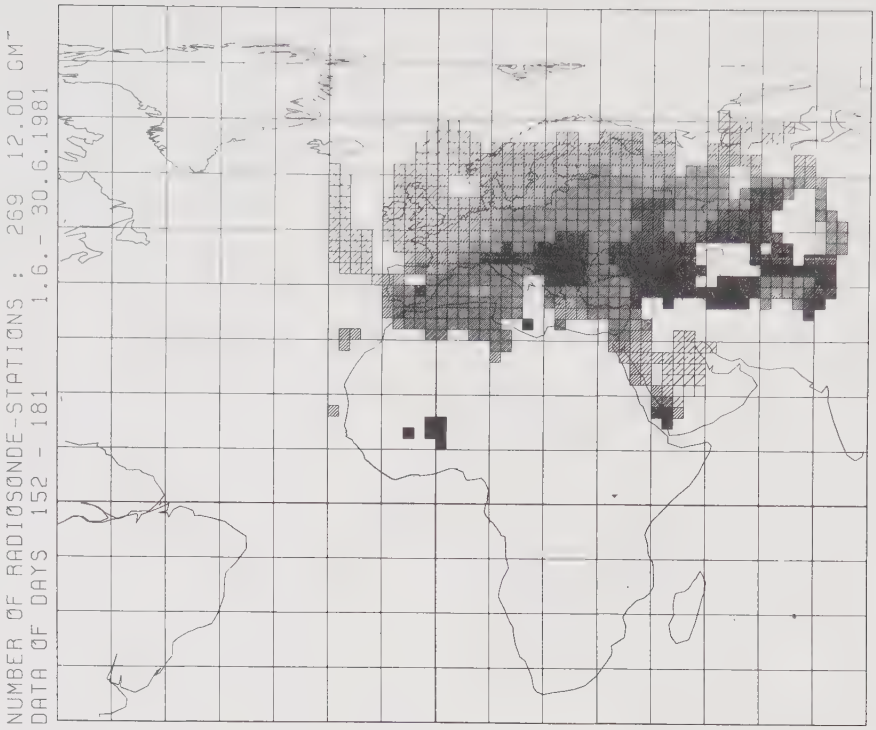


Abb. 5.13b : wie Abb. 5.8b für Juni 1981

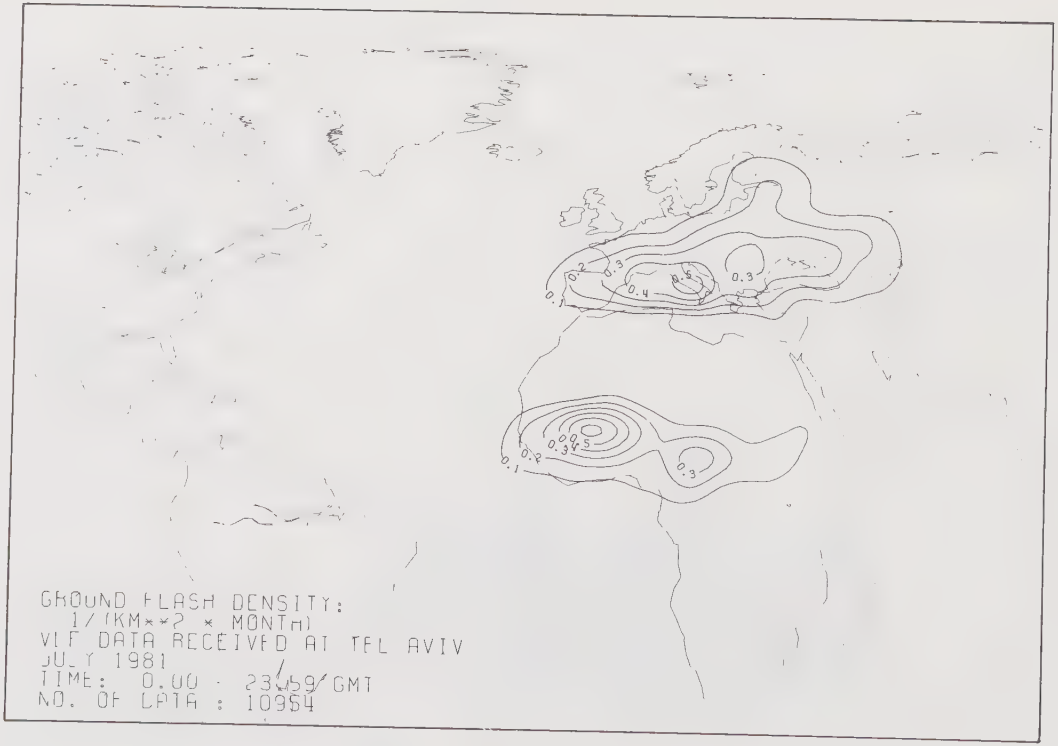


Abb. 5.14a : wie Abb. 5.8a für Juli 1981

Abb. 5.14b : wie Abb. 5.8b für Juli 1981

VIII. August

Das dominierende Aktivitätsgebiet im August (Abb. 5.15a) wird im europäischen Raum im westlichen Mittelmeer mit einem Zentrum über der italienischen Halbinsel geortet ($N_g > 0.9\ km^{-2}\ mon^{-1}$), eine schwächere Quelle existiert noch am Rande des Schwarzen Meeres (Krim : $N_g > 0.3\ km^{-2}\ mon^{-1}$). Die Aktivität in Westafrika schwächt sich im Vergleich zum Vormonat etwas ab, in Zentralafrika bleibt dagegen die Aktivität in ihrer Stärke erhalten. Ein neues Aktivitätsgebiet entwickelt sich im Bereich des Äthiopischen Hochlands (wie schon im Vormonat angedeutet), des mittleren Roten Meeres und der Westküste der Arabischen Halbinsel ($N_g > 0.2\ km^{-2}\ mon^{-1}$). Die Labilitätskarte (Abb. 5.15b) zeigt ebenfalls ein Maximum der Labilität über dem Mittelmeer, Italien und über dem westlichen Balkan. Das Maximum der Labilität am Ostrand des Schwarzen Meeres korrespondiert dagegen nur schlecht mit dem festgestellten Aktivitätsmaximum über der Krim. Die Intensität der Labilität auf der südwestlichen Arabischen Halbinsel hat gegenüber dem Vormonat zugenommen, entsprechend der Aktivitätszunahme über dem mittleren Roten Meer. Für die afrikanische Küste des Roten Meeres läßt sich diese Zunahme auch durch ein Anwachsen der Zahl der Gewittertage (Leroux : Tafel 164) belegen, eine Abnahme in Westafrika ist dagegen in seiner Karte nicht festzustellen.

IX. September

Die Daten des September wurden schon zuvor (Abb. 5.8a und 5.8e) eingehend behandelt.

X. Oktober

Die Sfericsverteilung für den Oktober (Abb. 5.16a) zeigt gegenüber September (Abb. 5.7a) im Mittelmeerraum kaum Veränderungen, lediglich ist das Maximum etwas nach Osten gewandert und etwas schwächer geworden ($N_g > 1.2\ km^{-2}\ mon^{-1}$). Die Aktivität hat sich jetzt bis ins östliche Mittelmeer ausgedehnt. Dies entspricht den klimatologischen Beobachtungen, nach denen sich die Gewitteraktivität im September auf das westliche Mittelmeer beschränkt, im Oktober aber auch das östliche Mittelmeer

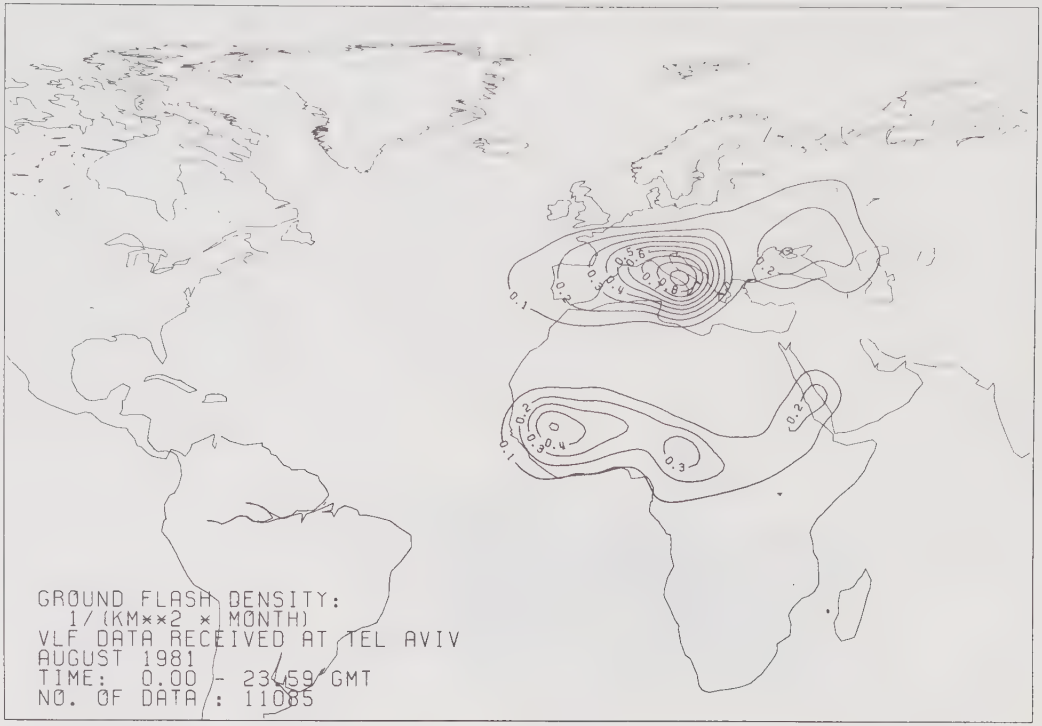


Abb. 5.15a : wie Abb. 5.8a für August 1981

Abb. 5.15b : wie Abb. 5.8b für August 1981

erfaßt (vgl.: British Meteorological Office, 1962). Aktivität ist auch wieder, wie schon im Frühjahr (März, Abb. 5.10a bzw. April, Abb. 5.11a), im Irak zu beobachten, wenn auch schwächer ($N_g > 0.2\ km^{-2}\ mon^{-1}$) als im Frühjahr (vgl.: Iraq Meteorological Department, 1945).

Die Quelle über dem zentralen Roten Meer erreicht im Oktober ihr Jahresmaximum ($N_g > 0.4\ km^{-2}\ mon^{-1}$). Nach den klimatologischen Karten für den Indischen Ozean und seine Randmeere (British Meteorological Office, 1959) sollte man das Maximum allerdings erst im November erwarten. Die afrikanischen Quellen schwächen sich unter Südwärtsverlagerung ab. Die Vergleichsdaten (Abb. 5.16b) zeigen ein Maximum der Labilität an der türkischen Westküste. Hohe Labilitätswerte werden ebenfalls im zentralen Mittelmeerraum (vor der Südspitze Italiens) und über dem östlichen Mittelmeer bis zur Küste des Schwarzen Meeres erreicht. An der Westküste der Arabischen Halbinsel ist gegenüber dem Vormonat eine Erhöhung der Labilität zu beobachten. Die Aktivitätsverlagerung und Schwächung der afrikanischen Quelle ist auf der Labilitätskarte schwach zu sehen, läßt sich aber mit den Daten von Leroux (Tafel 166) belegen.

XI. November

Im November hat die Sfericsaktivität allgemein stark abgenommen (Abb. 5.17a). Lediglich über dem Mittelmeer ist vor der libyschen Küste ein ausgeprägtes Maximum zu erkennen. Die Aktivität in Afrika ist kaum meßbar, auch die Quellen im östlichen Mittelmeer, im Roten Meer und am Nordrand des Persischen Golfs sind nur sehr schwach. Die Labilitätskarte (Abb. 5.17b) zeigt entsprechend Gebiete erhöhter Labilität im östlichen und zentralen Mittelmeerraum, über dem Roten Meer, aber nicht am Rande des Persischen Golfes (Ursache : Fehlen der irakischen und iranischen Daten). Dieses Gebiet schwacher Sfericsaktivität läßt sich aber durch klimatologische Karten belegen (Iraq Meteorological Department, 1957). Hieraus geht hervor, daß im November die Gewitteraktivität im Mündungsgebiet des Euphrat und Tigris ihr Jahresmaximum erreicht. Schlecht passen die beobachtete schwache Aktivität im mittleren Afrika und die entsprechende Karte der Tage mit Gewitter zusammen

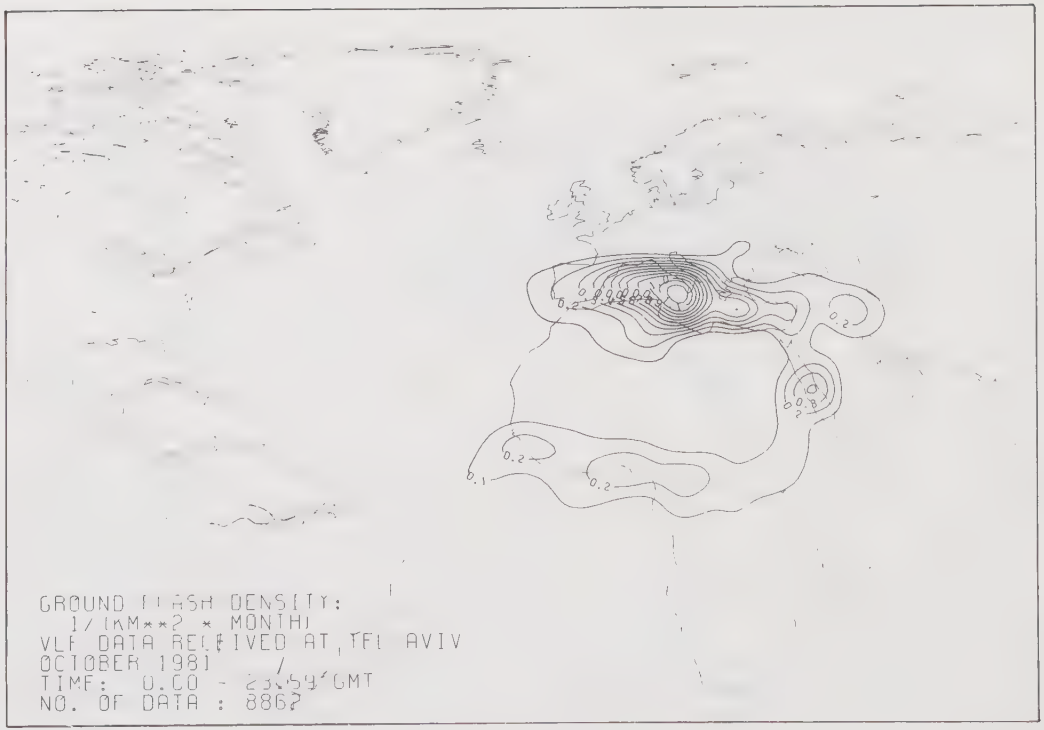


Abb. 5.16a : wie Abb. 5.8a für Oktober 1981

Abb. 5.16b : wie Abb. 5.8b für Oktober 1981

(Leroux : Tafel 168).

XII. Dezember

Im letzten Monat des Jahres nimmt die Aktivität weiter ab (Abb. 5.18a). Lediglich über dem Ostrand des Mittelmeeres sowie über dem westlichen Mittelmeer bleiben schwache Aktivitätsgebiete erhalten. Auf dem afrikanischen Kontinent bleibt südlich des Äquators eine nicht sehr stark ausgeprägte Aktivitätszone übrig. Dies entspricht den Ergebnissen von Leroux (Tafel 168). Die Labilitätskarte (Abb. 5.18a) zeigt nennenswerte Labilität nur noch im Mittelmeerraum mit einem schwachen Maximum vor der italienischen Küste. Über dem Roten Meer ist die Labilität höher, doch ist hier keine größere Zahl von Sferics beobachtet worden.
Das im Jahresgang zu beobachtende Verhalten der Quellen im Kaukasus, im Irak und an der Westküste Arabiens wird qualitativ auch durch die klimatologischen Untersuchungen für den Bereich der UdSSR (Lydolph. 1977) und den Nahen Osten (Taha et al., 1981) bzw. speziell für das Gebiet des Roten Meeres (British Meteorological Office, 1950) bestätigt.
Für einige besonders auffällige Quellen sind die Blitzdichten für die einzelnen Monate des Jahres in tabellarischer Form zusammengestellt worden (Tab. 5.1, Dimension : Erdblitze km^{-2} mon^{-1}, bei den Jahreswerten : Erdblitze km^{-2} yr^{-1}). Zum Vergleich sind auch die entsprechenden Werte für das Jahr 1980 in die Tabelle eingetragen worden. Da die Station erst am 24. März 1980 in Betrieb genommen wurde, fehlen die 1980er Daten für Januar bis März (zur Bedeutung der Buchstaben : siehe Anmerkungen zu Tab. 5.1). Aus den monatlichen Summen lassen sich für 1981 auch die jährlichen Blitzdichten für die angegebenen Gebiete errechnen (vgl. Abb. 4.3 : Jahressummen der Blitzdichte 1981).

5.5.4. Konsequenzen aus dem Vergleich

Wie der Vergleich beider Datensätze zeigt (Abb. 5.8a/b bis 5.18a/b und Abb. 5.7a, 5.7e), ist im allgemeinen eine Korrespondenz zwischen Gebieten mit hoher Sfericsaktivität und Labilitätsmaxima zu beobachten. Aber aus der beobachteten absoluten Stärke der Labilität können keine Schlüsse über die absolute Stärke der Sfericsaktivität gezogen werden.

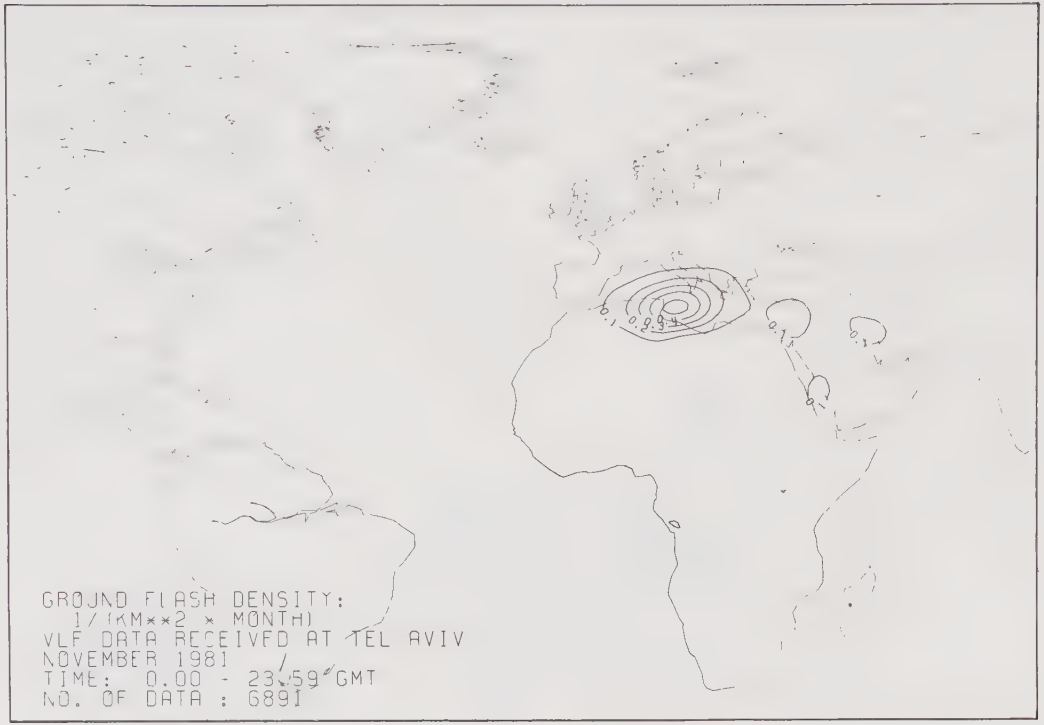


Abb. 5.17a : wie Abb. 5.8a für November 1981

Abb. 5.17b : wie Abb. 5.8b für November 1981

Abb. 5.18a : wie Abb. 5.8a für Dezember 1981

Abb. 5.18b : wie Abb. 5.8b für Dezember 1981

Gebiet	Jan.		Febr.		März		Apr.		Mai		Juni		Juli		Aug.		Sep.		Okt.		Nov.		Dez		Jahr
	80	81	80	81	80	81	80	81	80	81	80	81(c)	80	81	80	81	80	81	80	81	80	81	80	81	1981
1. zentrales / westl. Mittelmeer	--	0.2	--	0.1	--	uL	uL	uL	0.1	0.1	0.1	(0.1)	0.1	0.5	0.6	0.9	0.4	1.7	1.1	1.2	0.2	0.5	0.3	0.1	5.4
2. östl. Mittelmeer	--	0.3	--	0.1	--	0.1	uL	uL	uL	uL	uL	(uL)	uL	0.1	uL	uL	uL	uL	0.3	0.4	uL	0.1	0.2	0.1	1.2
3. Naher Osten (Irak)	-	uL		uL		0.7	0.6	0.3	0.2	0.3	uL	(0.2)	0.1	uL	uL	uL	uL	uL	uL	0.2	uL	0.1	uL	uL	1.8
4. Schwarzes Meer	--	uL	--	uL	--	uL	uL	uL	0.1	0.2	0.2	(0.2)	0.2	0.3	0.1	0.2	uL	0.2	uL	uL	uL	uL	uL	uL	1.1
5. Balkan	--	uL	--	uL	--	uL	uL	uL	0.4	0.3	0.6	(0.9)	0.7	0.3	0.2	0.3	uL	0.2	0.1	0.2	uL	uL	uL	uL	2.2
6. Kaukasus	--	uL	--	uL	--	uL	0.3	uL	0.1	0.2	0.1	(0.4)	0.2	0.1	uL	0.1	uL	0.1	uL	0.1	uL	uL	uL	uL	1.0
7. europ. UdSSR	--	uL	--	uL	--	uL	uL	uL	uL	0.1	0.2	(0.2)	0.2	0.2	0.1	0.1	uL	uL	uL	uL	uL	uL	uL	uL	0.6
8. Rotes Meer	(b)	(b)	(b)	(b)	(b)	(b)	(b)	(b)	(b)	(b)	(b)	(b)	(b)	uL	(b)	0.2	(b)	0.3	(b)	0.4	(b)	0.1	(b)	uL	(1.0)
9. aquator.al. Atlantik (a)	--	0.2	--	uL	-	uL	uL	uL	uL	uL	uL	(uL)	uL	uL	uL	uL	uL	uL	uL	uL	uL	uL	uL	uL	0.2
10. Zentralafrika (a)	--	0.1	--	uL	--	0.2	0.1	0.1	0.3	0.1	0.3	(0.2)	0.3	0.3	0.3	0.3	0.2	0.3	0.3	0.2	0.2	0.5	uL	0.1	2.4
11. Westafrika (a)	--	uL	--	uL	--	0.2	0.3	0.3	0.8	0.6	0.8	(0.6)	0.4	0.6	0.4	0.5	0.2	0.4	0.3	0.2	0.1	uL	uL	uL	3.4

Tab. 5.1 : Erdblitzdichte einiger besonders auffälliger Quellen aufgeschlüsselt für die einzelnen Monate der beiden Jahre 1980 und 1981 (Dimension : Erdblitze km^{-2} mon^{-1}, bei den Jahreswerten : Erdblitze km^{-2} mon^{-1}). Die Zahlenwerte geben die Blitzdichte an, die vom VLF-AA gemessen worden ist (uL = unterhalb des Grenzwertes von 0.1 km^{-2} mon^{-1}).

Anmerkungen: (a) Die Werte dieser Quellen dürfen nicht als Absolutwerte betrachtet werden, da wegen der großen Entfernung die Rate unterschätzt sein dürfte (Ausbreitungseffekt).
(b) Diese Quelle (Rotes Meer) konn wegen eines Gerätedefekts (fehlerhafte Winkelzuordnung, siehe Kap. 3.2) im Jahr 1980 und bis Juni 1981 nur teilweise überwacht werden.
(c) Das Gerät war während eines Drittels des Monats außer Betrieb, deshalb sind die Werte nur eingeschränkt repräsentativ.

Eine Ursache ist meteorologisch begründbar, da es in dem vom VLF-AA überwachten Bereich Gebiete gibt, in denen der Wetterablauf im wesentlichen durch synoptische Störungen bestimmt wird. Abhängig von der Jahreszeit sind dies mittlere und höhere Breiten im Sommer (Nord-, Mitteleuropa, westliche UdSSR), im Winter zusätzlich niedere Breiten (Mittelmeerraum etc.). In diesen Gebieten wird der Wetterablauf unter dem Einfluß dieser Störungen durch Advektion unterschiedlich temperierter Luftmassen, verbunden mit großräumiger Hebung bzw. Absinken, bestimmt. Im Falle großräumiger Hebung ist aber der zur Verfügung stehende Energiebetrag ein anderer, da dann schon Konvektion bei Erreichen des LCL (siehe Kap. 5.4.5), nicht aber erst bei Erreichen des CCL ausgelöst wird. Zusätzlich kann eine Luftmasse durch Streckung infolge Hebung labilisiert werden. Umgekehrt kann überlagertes Absinken Konvektion völlig unterdrücken. Großräumige Hebung oder Absinken kann aber aus der Analyse eines Einzeltemps nicht erkannt werden, deshalb wird bei den hier durchgeführten Labilitätsbetrachtungen ausschließlich das CCL als Ausgangsniveau für Konvektion angesehen. In anderen Gebieten, die diesen großräumigen Einflüssen weniger unterliegen, tritt Labilität in einer weitgehend homogenen Luftmasse auf, die Dimension der Störungen ist kleiner, das mittlere Energieniveau in diesen Gebieten ist viel höher, wie z.B. auf der westlichen Arabischen Halbinsel (siehe Abb. 5.8b bis 5.18b und 5.7e).

Die hier berechnete Labilitätsenergie wird nur unter der Annahme einer homogenen Luftmasse bestimmt, in der die Konvektion nur durch lokale Einflüsse gesteuert wird. Dies ist auch die Ursache für die vergleichsweise schlechte Korrelation im Winter, da in dieser Jahreszeit Advektion eine Hauptrolle für die Labilisierung spielt.

Die Berücksichtigung des großskaligen Einflusses würde den Einsatz eines dynamischen Modells (z.B. Reap und Foster, 1979) erforderlich machen, dies war aber im Rahmen dieser Untersuchung nicht beabsichtigt.

5.5.5. Folgerungen aus den monatlichen Sfericskarten

Anhand der monatlichen Karten (Abb. 5.8a bis 5.18a und 5.7a) läßt sich anschaulich die jährliche Wanderung der Aktivitätsgebiete, im wesentlichen sonnensynchron aber phasenverschoben, beobachten. Über den Kontinenten wird das Minimum der Aktivität zwischen November und Februar, das Maximum zwischen Juni und August erreicht. Über Wasserflächen (z. B. Mittelmeer) ist die zeitliche Verschiebung größer. Das Aktivitätsminimum über Mittelmeer und Rotem Meer wird zwischen Februar und Mai erreicht, das Maximum zwischen August und Oktober.

Abhängig von der Jahreszeit tritt Aktivität und Labilität in einzelnen, ausgezeichneten Gebieten auf, so z.B. im Mai/Juni im Bereich des Kaukasus und auf dem westlichen Balkan. Offensichtlich begünstigt hier die Orographie die Bildung von Konvektion. Im Herbst tritt ein ähnlicher Effekt über dem Meer auf (Mittelmeer, Rotes Meer). Hier begünstigt der Wärmespeicher Wasser das Entstehen von Labilität und Sfericsaktivität. Beide Effekte spielen eine Rolle bei der Bildung der Gewitter im Bereich der südwestlichen Arabischen Halbinsel, da sowohl eine hochgelegene Heizfläche (Hochland von Jemen) als auch ein warmes Meer (Rotes Meer) die Entwicklung von Gewittern begünstigen.

Aus den Daten der Jahre 1980 und 1981 lassen sich auch Verlagerungskarten der Aktivitätsmaxima im Jahresgang ableiten. Hieraus kann man sofort die Bewegung der einzelnen Aktivitätszentren ersehen. Es werden hierbei nur solche Quellen berücksichtigt, die sich signifikant von der Umgebung abheben.

In Abb. 5.19 sind die Quellverlagerungen für das Jahr 1981 dargestellt. Die Zahlen geben die Position des Aktivitätsmaximums im jeweiligen Monat an (1 = Januar usw.). Hierbei fällt die schon in den Vergleichen der Daten der Einzelmonate erwähnte Quelle über dem Irak und der südlichen UdSSR auf : Im Frühjahr und Sommer (Monate 3 bis 7) ist eine kontinuierliche Süd-Nord-Verlagerung, im Herbst (Monate 8 bis 11) eine ebensolche in umgekehrter Richtung zu beobachten.

Über dem Balkan zeichnet sich ein eindeutiges Maximum nur im Mai/Juni

Abb. 5.19 : Verlagerungskarte der Aktivitätsmaxima 1981.
Eine Zahl gibt die Position des Aktivitätsmaximums im angegebenen Monat an (1 = Januar, 2 = Februar).

ab, danach wandert das Aktivitätsmaximum ins westliche Mittelmeer (7 bis 12).

Im östlichen Mittelmeer zeigt die Aktivität (falls vohanden) nur geringe Verlagerungstendenz : Im Spätwinter (1 und 2) ist das Maximum über Land, im Frühwinter (11 und 12) über dem Meer zu finden.

Bemerkenswerte Konstanz zeigt die Quelle über dem Roten Meer : Während ihrer aktivsten Zeit (8 bis 11) bleibt sie nahezu ortsfest.

Die Aktivität im westlichen und zentralen Afrika zeigt den ihr eigenen Jahresgang : Im Winter (1) ist Aktivität nur über dem tropischen Atlantik und

an der Westküste Afrikas bei etwa 10^{o} Süd festzustellen. Die westliche Quelle wandert dann nordwärts und erreicht die westafrikanische Schwelle im März, wobei sich zwei Gebiete maximaler Aktivität abzeichnen. Während der östliche Teil dieser Quelle bis zum Herbst (10) verschwindet, wandert das westliche Maximum landeinwärts und erreicht die nördlichste Position bei etwa 15^{o} Nord in den Monaten 6 bis 8, um sich dann wieder zurück zur Küste zu bewegen.

Die zentralafrikanische Quelle führt eine ähnliche Bewegung wie die westafrikanische Quelle aus, die nördlichste Position des Aktivitätsmaximums liegt aber nur bei etwa 10^{o} Nord.

Aus den monatlichen Werten der Blitzdichte läßt sich auch abschätzen, wieviele Blitze pro Sekunde auftreten, wenn man Folgendes berücksichtigt: Die Monatssummen sind Integrale der Aktivität pro Quadratkilometer und Monat. Nimmt man einen mittleren Empfangsradius von ca. 4000 km für den dauernd überwachten Bereich an, so erhält man eine Fläche von ca. 5×10^{7} km^{2}. Nimmt man den Monat mit der stärksten Aktivität im Empfangsbereich (1981 : September), so erhält man, gemittelt über diesen Bereich, eine mittlere Blitzdichte von etwa 0.2 km^{-2} mon^{-1}. Hieraus folgt eine Gesamtzahl von etwa 10^{7} Erdblitzen pro Monat im Einflußbereich oder vier Erdblitze pro Sekunde.

Da diese Daten den Histogrammen (Beispiele : Abb. 3.1 bzw. 5.6) entstammen, dürfte der Wert, da zu seiner Ermittlung nur die aus den Histogrammen abgeleiteten Gaußkurven berücksichtigt werden, noch höher sein, da schwächere Quellen unberücksichtigt bleiben. Von den Fits dürften nur etwa 80 - 90% der Gesamtzahl erfaßt werden. Somit ist ein Wert von etwa vier eher als eine zu geringe Schätzung anzusehen.

Da im Einflußbereich etwa ein Viertel der gewitteraktiven Gebiete der Erdoberfläche liegen, muß man den ermittelten Wert skalieren, um die globale Erdblitzdichte zu erhalten, d.h. etwa 16 s^{-1} als globaler Erdblitzdichtewert.

Um einen Vergleich mit anderen Werten wie solchen aus Satellitenbeobachtungen (z.B. Kotaki und Katoh, 1983) oder dem klassischen Wert von

Brooks (1925, " 100 s^{-1} ") machen zu können, muß man die Erdblitzdichte auf Gesamtblitzdichte umrechnen, d.h. man muß über das N_c/N_g - Verhältnis auf die Gesamtzahl N_{tot} schließen : Nach Prentice (1970) bzw. Prentice und Mackerras (1977) ergibt sich, über die Breiten gemittelt, für das N_c/N_g - Verhältnis ein Wert von etwa 5, somit folgt als grobe Abschätzung aus den Sfericsmessungen eine mittlere Blitzhäufigkeit von etwa 80 s^{-1}, ein ähnlicher Wert, wie er sich auch aus zuvor zitierten Quellen ableiten läßt. Allerdings ist diese Schätzung aufgrund der Daten des VLF-AA im Gegensatz zu den zuvor erwähnten Methoden (Kap. 4) auf der Basis von kontinuierlichen Messungen über dem gesamten Bereich abgeleitet worden, nicht aus Stichprobenmessungen, wie z B. bei Satellitenbeobachtungen.

6. Schlußbemerkungen

Ziel dieser Arbeit war es, zu zeigen, daß der VLF-AA die Möglichkeit bietet, in seinem Einzugsbereich die Blitzhäufigkeit (genauer : Erdblitzhäufigkeit) zu messen. Eine Messung z.B. vom Satelliten aus ist bei Erdblitzen in den meisten Fällen nicht möglich.

Wie in Kapitel 4 durch Vergleich mit Jahresraten der Blitzdichte gezeigt wurde, die an einzelnen Orten innerhalb des Empfangsbereichs ermittelt wurden, stimmen die vom VLF-AA ermittelten Jahresblitzraten mit den wenigen Einzelbeobachtungen durchaus überein. Hier bietet der VLF-AA aber den Vorteil, daß er Daten liefert, die den gesamten Einzugsbereich nahezu lückenlos überdecken (Ausnahme : Nahbereich, $\rho < 500$ km).

In Kapitel 5 wurden die Daten für die einzelnen Monate des Jahres 1981 mit gleichzeitig ermittelten atmosphärischen Parametern verglichen, abgeleitet aus Vertikalsondierungen der Atmosphäre. Zumindest qualitativ ist auch hier eine Übereinstimmung festzustellen.

Aus den monatlichen Erdblitzdichten wurde eine Tabelle der mittleren, monatlichen Blitzraten für ausgewählte Gebiete abgeleitet, die einen Überblick über die jahreszeitliche Schwankung der Blitzraten in den einzelnen Gebieten gibt.

Schließlich wurde auch noch die Aktivitätsverlagerung der Quellen im Jahre 1981 untersucht.

Gelingt es unter Verwendung mehrjähriger Datenreihen, die in Kapitel 5 aufgeführten Fehlerquellen wie Datenreduktionsprogramm und Ausbreitungsmodell unter Kontrolle zu bringen, so müßte es möglich sein, mit einem Netz von Geräten die gesamte Weltgewitteraktivität zu überwachen und das System damit für diagnostische und prognostische Zwecke (Wetterdienste) verwendbar sein.

Die Modellgleichung 2.25 muß als vorläufig aufgrund der zur Zeit zur Verfügung stehenden Daten betrachtet werden.

Die Zuverläßigkeit des Geräts muß erhöht werden, denn die Daten der Station Tel Aviv der Jahre 1982 und 1983 sind durch Hardwarefehler verfälscht bzw. unbrauchbar.

Aus den aus einem Netz zur Verfügung stehenden Daten müßte es möglich sein, eine Bilanz der Ladungstransporte zur Erde, verursacht durch den Generatorteil des globalen Stromkreislaufs, aufzustellen, um so die Modellvorstellung (z.B. Hays und Roble, 1979) zu stützen.
Mit der Einrichtung eines Netzes wurde schon 1980 begonnen. Seit Jahresende 1979/80 wird von Pretoria (Rep. Südafrika) aus die Sfericsaktivität im südlichen und mittleren Afrika beobachtet, so daß ab März 1980 gleichzeitige Messungen beider Stationen vorliegen. Die Zielsetzung war, mit den beiden Stationen Tel Aviv und Pretoria den gesamten afrikanischen Kontinent und Teile Südamerikas zu überwachen. Es hat sich aber herausgestellt, daß der Abstand beider Stationen unter den gegebenen Ausbreitungsbedingungen (zwischen beiden Stationen befindet sich der geomagnetische Äquator) zu groß ist ($d > 6000$ km), als daß eine lückenlose Überwachung allein des afrikanischen Kontinents während des gesamten Tages gewährleistet wäre. Bei diesem Problem spielen natürlich auch die zuvor erwähnten Probleme mit dem Datenreduktionsprogramm eine Rolle. Zusätzlich treten im äquatorialen Bereich Irregularitäten der Ionosphäre auf, die vom Modell nicht erfaßt werden können. Zumindest eine, besser zwei weitere Stationen in einem blitzarmen Gebiet wären notwendig, da bei Nahblitzen die Reichweite des Geräts unter Umständen bis auf die Entfernung der Nahblitze abnimmt, am besten in wenig gewittrigen Gebieten wie Saudi Arabien, Somalia oder dem Sahararaum, wobei Saudi Arabien aus logistischen Gründen der Vorzug zu geben wäre. Auch ein Standort auf einer Insel im äquatornahen Bereich käme in Frage (nach Vorschlag von Pierce (WMO, 1978) z.B. St. Helena).
Bei einem mittleren Radius des dauernd überwachten Gebiets von ca. 3000 km bei schlechtesten Ausbreitungsbedingungen (Tag) wäre eine Zahl von ca. 20 Stationen weltweit (einschließlich polarer Breiten) ausreichend, die Aktivität über der gesamten Erdoberfläche zu überwachen. Hinzu kämen einige Ersatzstationen für Fälle von Nahgewittern bzw. Geräteausfall. Denkbar wäre auch ein Verbund mit einem satellitengebundenen, wahrscheinlich optischen System, das gegen Ende der achziger Jahre in eine

geostationäre Bahn gebracht werden soll ("Lightning Mapper" : Davis et al., 1983), wie von der NASA geplant. Nach den Vorschlägen der Autoren soll das System, da damit Erdblitze nicht gemessen werden können, in Verbindung mit erdfesten Systemen operieren, um so erstmalig die Möglichkeit einer globalen Überwachung der Blitzaktivität zu bieten.

> „Soviel Mühe als sich die Naturkündiger in Untersuchung dieser Sache (Blitze) gegeben haben, so wenig hat man doch von derselben Gewißheit (Zedler, „Universallexikon" von 1733)."

Anmerkung

Herrn Prof. Dr. H. Volland danke ich für seine stete Gesprächsbereitschaft und seine Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit.

Die Radiosondendaten wurden vom Deutschen Wetterdienst (Zentralamt, Offenbach) zur Verfügung gestellt.

Die Arbeit wurde unterstützt aus dem Forschungsvorhaben „Globale Erfassung der Blitzaktivität" (Vo 125/10-3) der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Die Rechnungen wurden zum kleineren Teil an der Rechenanlage des Deutschen Wetterdienstes (Cyber 76), zum größeren Teil am Regionalen Hochschulrechenzentrum (RHRZ) der Universität Bonn (IBM 370/168 bzw. IBM 3081) durchgeführt. Für die maschinell erstellten Graphiken wurde der Versatec-Plotter des RHRZ benutzt.

Anhang : Programmpaket zur Berechnung der Labilitätskenngrößen

Zur Berechnung der Labilitätsenergie (Gl. 5.10) sowie der Indizes nach Showalter (Gl. 5.2), Similä (Gl. 5.19, 5.21) und Faust (Gl. 5.22) und einer Anzahl weitere Indizes aus den Tempdaten ist ein Programmpaket entwickelt worden, an das folgende Forderungen zu stellen waren : Es sollte wenig CPU-Zeit intensiv bei möglichst hoher Genauigkeit sein. Die Randwerte waren dadurch vorgegeben, daß einerseits für die Rechnungen an der Cyber 76 im Rechenzentrum des Deutschen Wetterdienstes in Offenbach nur ein beschränkter Etat zur Verfügung stand, andererseits aber eine Genauigkeit der Rechnungen angestrebt wurde, die mit der numerischer Verfahren vergleichbar ist. Da sowohl die Labilitätsenergie als auch der Faustindex normalerweise auf numerischem Wege berechnet werden, dies aber vergleichsweise zeitaufwendig ist, war man gezwungen nach einer alternativen Berechnungsmethode zu suchen. Es wurde sich dafür entschieden, überall dort, wo numerische Rechnungen ohne signifikante Verringerung der Genauigkeit durch analytische Näherungsgleichungen ersetzt werden können, dies zu tun. Dies machte es erforderlich, für die beiden häufig benutzten Größen pseudopotentielle Temperatur Θ_{PS} und spezifisches Mischungsverhältnis W Koeffizientenfelder zu berechnen, für die zusätzlich Speicherplatz benötigt wird.

Die häufig benutzten Felder wie Mischungsverhältnis $W = W(P,T)$ und pseudopotentielle Temperatur $\Theta_{PS} = \Theta_{PS}(P,T)$ sind durch zweidimensionale Polynome (bikubische Splines, siehe : z.B. Ahlberg et al., 1967) mit akzeptabler Genauigkeit ($|\Delta T| \leq 0.1$ K) angenähert worden. Dadurch war es möglich, die Labilitätsenergie und den Faustindex durch eine Summe von analytischen Integralen zu berechnen. Da es für Rechnungen entlang der Kurven konstanten Mischungsverhältnis (W = const.) bzw. konstanter pseudopotentieller Temperatur (Θ_{PS} = const.) vorteilhaft ist, wurde für die Splinenäherung die funktionale Abhängigkeit geändert : Das „W" - Feld in der geänderten Formulierung lautet :

$$(A.1) \qquad T = T(P,W) = \sum_{\substack{i,j \\ =1}}^{4\,4} C_{ij}^{mn} \left(P - {}_{m}P_{c} \right)^{i-1} \left(W - {}_{n}W_{c} \right)^{j-1}$$

Das Θ_{PS} - Feld ist analog obiger Formulierung ein Feld der Form

$$(A.2) \quad T = T(P,\Theta_{PS}) = \sum_{i,j=1}^{4\,4} C_{ij}^{mn} \, (P - {}_mP_c)^{i-1} \, (\Theta_{PS} - {}_n\Theta_{PS_c})^{j-1}$$

Die C_{ij}^{mn} sind die Splinekoeffizienten der entsprechenden Potenzen und Boxen, ${}_mP_c$ und ${}_nW_c$ bzw. ${}_n\Theta_{PS_c}$ sind die Stützpunkte der m x n - Boxen. m, n sind die Indizes der entsprechenden Boxen. Das W - Feld besteht aus 21 x 20 Boxen, das Θ_{PS} - Feld aus 15 x 60 Boxen mit jeweils 16 Splinekoeffizienten, die auf Koeffizientenfeldern abgespeichert sind. Die erste Zahl kennzeichnet die Auflösung in P-Richtung, die zweite Zahl die Auflösung in W bzw. Θ_{PS} - Richtung.

Der Schichtabstand bei W beträgt 50 hPa, wobei $40 \leq P \leq 1090$ hPa. Für W wird ein dezimal logarithmiertes Feld zugrunde gelegt ($-4 \leq \log_{10}(W) < 2$), d.h. 0.1 Einheiten Gitterabstand. Damit wird für W der Bereich zwischen 10^{-4} g/kg und 10^{2} g/kg erfaßt (= 6 Größenordnungen).

Der Schichtabstand bei Θ_{PS} beträgt 70 hPa (ebenfalls $40 < P \leq 1090$ hPa). Die tiefste Θ_{PS} - Fläche ist 183.16 K (= -90°C), die höchste 483.16 K (= 210°C), d.h. 5 K Gitterabstand.

Die beiden zugrunde liegenden Felder für W und Θ_{PS} wurden zuvor numerisch bestimmt.

Das W - Feld wurde mithilfe der Gleichung

$$(A.3) \quad W = \frac{\rho_W}{\rho_L} = \frac{R_W}{R_L} \, \frac{e}{p_L} \qquad \text{bestimmt.}$$

ρ_W, ρ_L = spezifische Dichte von Wasserdampf bzw. Luft (kg m^{-3}),
R_W, R_L = Gaskonstante Wasserdampf bzw. Luft (J kg^{-1} K^{-1})
e = Dampfdruck (berechnet mit einer Näherungsformel nach Bolton (1980), p_L = Partialdruck trockener Luft [e, p_L] = N m^{-2}

Das Θ_{PS} - Feld wurde unter Benutzung einer Formel nach Schnaidt (1944) berechnet, die Lösungsmethode stammt von Pelz (1972). Die benutzte Gleichung lautet :

$$(A.4) \quad \Theta_{PS} = T \left(\frac{10^5}{p_L}\right)^{\kappa} \exp\left[\frac{L_d \, w_s}{c_{p,L} \, T} + \frac{c_f}{c_{p,L}} \int_{T}^{T_0} \hat{w}_s \, \frac{d\hat{T}}{\hat{T}}\right]$$

$\Theta_{PS} = \Theta_{PS}$ - Fläche (K), T = Temperatur (K), $\varkappa = R_L / c_{p,L}$
$c_{p,L}$ ist die spezifische Wärme trockener Luft bei p = const (J kg^{-1} K^{-1}), L_d = Verdampfungswärme (= 2.5×10^6 J kg^{-1}),
c_f = spezifische Wärme von Wasser (J kg^{-1} K^{-1}),
$c_f / c_{p,L}$ = 4.1632 (Konstante),
$\hat{w}_s$, $\hat{T}$: Das ^ (Dach) kennzeichnet Werte entlang der irreversiblen Feuchteadiabaten durch den Punkt, für den die pseudopotentielle Temperatur bestimmt wird.

Unter Verwendung der Splinenäherung (Gl. A.2) lautet die Gleichung für die Labilitätsenergie E_L (Gl. 5.10) ($P_k = P_{CCL}$):

$$(A.5) \quad E_L = - R_L \int_{P_{CCL}}^{P} \Delta T \, d \ln p = - R_L \sum_{i=k}^{n} \left(\int_{p_i}^{p_{i+1}} \Delta T_i \, d \ln p_i \right)$$

n = Anzahl der Boxen in p-Richtung

In der jetzigen Form des Programmablaufs werden pro Temp, wie er entpackt aus dem Datenarchiv des DWD vorliegt, ca. 0.06 CPU-Sekunden (Cyber 76) zur Bearbeitung bei einem Speicherplatzbedarf von ca. 400 kByte benötigt. In dieser Zeit werden insgesamt 55 Labilitätskenngrößen berechnet, im einzelnen sind dies :

1. Kumuluskondensationsniveau (CCL) (hPa) (siehe Kap. 5.4.5)
2. Temperatur im CCL (^{o}C)
3. Zum CCL gehörende Auslösetemperatur (^{o}C)
4. Hebungskondensationsniveau (LCL) (hPa) (siehe Kap 5.4.5)
5. Temperatur im LCL (^{o}C)
6. Similä-Temperaturindex (siehe : Gl. 5.19)
7. Similä-Feuchteindex (siehe : Gl. 5.21)
8. zusammengesetzter Similäindex
9. Labilitätsenergie (J kg^{-1}) (siehe : Gl. 5.10)
10. niederschlagsfähiges Wasser PW (precibitable water) zwischen Boden und 850 hPa (10^{-3} g cm^{-2}) (siehe : Möller und Bullrich, 1961)
11. PW 850 bis 700 hPa (10^{-3} g cm^{-2})

12. PW 700 bis 500 hPa (10^{-3} g cm^{-2})
13. PW 500 bis 400 hPa (10^{-3} g cm^{-2})
14. PW Boden bis 400 hPa (10^{-3} g cm^{-2})
15. Faustindex (K hPa) (siehe : Gl. 5.22)
16. Showalterindex (siehe : Gl. 5.2)
17. Boydenindex (siehe : Boyden, 1963)
18. Bradburyindex (siehe : Bradbury, 1977)
19. "Wet-Bulb-Potential Temperature" 850 hPa (^{o}C)
20. Temperatur in 2 m Höhe (^{o}C)
21. George-Index (siehe : George, 1960)
22. Total-Totals-Index (siehe : Miller, 1972)
23. potentielle Instabilität
24. geostrophische Temperaturadvektion (obere Troposphäre) (siehe z.B. Deutscher Wetterdienst, 1977)
25. geostrophische Temperaturadvektion (untere Troposphäre)
26. aus 24. und 25. abgeleitete differentielle Temperaturadvektion
27. bis 33. Richardsonzahlen für quadratische Wichtung als Mittel zwischen Hauptdruckflächen (siehe : Reiter, 1969)
34. bis 40. wie 27.-33. für kubische Wichtung
41. bis 47. vertikale Windscherung (quadratische Wichtung)
48. bis 54. vertikale Windscherung (kubische Wichtung)
55. Bodendruck (hPa)

Das Programmpaket ist unter dem Namen AB5RASOAUSW als Programmpaket auf der Cyber 76 des Deutschen Wetterdienstes (Zentralamt, Rechenzentrum) implementiert.

Literaturliste :

Aggarwal, K.M.; N. Narinder and C.S.G.K. Setty, 1979 : Collision frequency and transport properties of electrons in the ionosphere; Planet. Space Sci.; 27; 753 - 768

Ahlberg, J.H.; E.N. Nilson and J.L. Walsh, 1967 : The theory of splines and their applications; Academic Press; London/New York; 284p

Bent, R.B. and G. Nesterczuk, 1974 : Computer Analysis of data from the Atmospherics Analyzer; Nav. Res. Lab. Rep. No. 7763 : Waldorf Conference on Long-Range Geographic Estimation of Lightning Sources; 434 - 444

Berger, K., 1977 : The earth flash, in "Lightning" (Ed. R.H. Golde); Vol. 1; Academic Press; London/New York; 119 - 190

Bjerknes, J., 1938 : Saturated ascent of air through a dry-adiabatically descending environment; Q. J. R. Meteorol. Soc.; 64; 325 - 330

Bolton, D., 1980 : The computation of equivalent potential temperature; Mon. Weath. Rev.; 108; 1046 - 1053

Boyden, C.J., 1963 : A simple instability index for use as a synoptic parameter; Meteorol. Mag.; 92; 198 - 210

Bradbury, T.A.M., 1977 : The use of wet-bulb-potential temperature charts; Meteorol. Mag.; 106; 233 - 251

Braham, R.R. jr., 1952 : The water and energy budgets of the thunderstorm and their relation to thunderstorm development; J. Meteorol.; 9; 227 - 242

British Meteorological Office, 1943 : Weather in the Indian Ocean; M.O. 451b; Vol. II: Local Information; Chapter 1: Red Sea; Her Majesty's Stationary Office; London; 109p; (Reprint: 1950)

British Meteorological Office, 1949 : Monthly meteorological charts of the Indian Ocean; M.O. 519; Her Majesty's Stationary Office; London; 98p; (Reprint: 1959)

British Meteorological Office, 1962 : Weather in the Mediterranean; M.O. 391; Vol. I: General Meteorology; Her Majesty's Stationary Office; London; 362p

Brook, M.; C.B. Moore and T. Sigurgeirsson, 1974 : Lightning in volcanic clouds; J. Geophys. Res.; 79; 472 - 475

Brooks, C.E.P., 1925 : The distribution of thunderstorms over the globe; Geophys. Mem.; 24; 147 - 164

Brooks, C.E.P., 1950 : Climate in everyday life; London

Byers, H.R. and R.R. Braham jr., 1949 : The thunderstorm; U.S. Weath. Bur.; U.S. Government Printing Office; Washington; 287p

Chameides, W.L.; D.H.Stedman; R.R.Dickerson; D.W.Rusch and R.J. Cicerone, 1977 : NO_x production in lightning; J. Atmos. Sci.; 34; 143 - 149

Coulomb, C.A., 1795 : Mem. Acad. Sci.; Paris; 616

Crabb, J.A.; R.F.Griffiths and J.Latham, 1977 : The triggering of lightning by corona from ice hydrometeors or colliding raindrops, in "Electric Processes in Atmospheres" (Eds.: H. Dolezalek and R. Reiter); Steinkopff Verlag Darmstadt; 618 - 621

Davis, M.H.; M.Brook; H.Christian; B.G.Heikes; R.E.Orville; C.G.Park; R.G.Roble and B.Vonnegut; 1983 : Some scientific objectives of a satellite-borne lightning mapper; Bull. Am. Meteorol. Soc.; 64; 114 - 119

Deutscher Wetterdienst, 1973 : Leitfäden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst; Nr. 6: Instrumentenkunde; Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes; Offenbach; 67p

Deutscher Wetterdienst, 1977 : Leitfäden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst; Nr. 8: Synoptische Meteorologie; Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes; Offenbach; 127p

Deutscher Wetterdienst, 1982 : Vorschriften und Betriebsunterlagen Nr.2 (VuBL); Band A: Wetterschlüssel; Deutscher Wetterdienst; Offenbach; AII 61 - 75

Dolezalek, H., 1977 : Discussion of the fundamental problem of atmospheric electricity; Pure Appl. Geophys.; 100; 8 - 43

Faust, H., 1953 : Erfahrungen mit Karten der Verdunstungslabilität (Sommer 1951); Meteorol. Rundsch.; 6; 20 - 24

Fisz, M., 1980 : Wahrscheinlichkeitsrechnung und mathematische Statistik; VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften; Berlin; 777p

Franklin, B., 1774 : Experiments and observations made at Philadelphia; E. Cave; London; 65 - 66

Freeman, W.B., 1977 : The distribution of thunderstorm days, lightning discharges, and the incidence of lightning discharges derived from VLF sferics data; Air Force Geophys. Lab.; AFGL - TR - 77 - 0112; Spec. Rep. No. 203; Hanscom AFB, Mass.; 89p

George, J.J., 1960 : Weather forecasting for aeronautics; Academic Press; London/New York; 673p

Gordon, W.J. and J.A. Wixom, 1978 : Shepard's method of "Metric Interpolation" to bivariate and multivariate interpolation; Math. Comput.; 32; 253 - 264

Harth, W., 1977 : The propagation of atmospherics, in " Electric Processes in Atmospheres" (Eds.: H. Dolezalek and R. Reiter); Steinkopff Verlag; Darmstadt; 663 - 682

Harth, W., 1982 : Theory of low frequency wave propagation, in "Handbook of Atmospherics" (Ed.: H. Volland); Vol. II; CRC-Press; Boca Raton, Fla.; 133 - 202

Hays, P.B. and R.G.Roble, 1979 : A quasi-static model of global atmospheric electricity, 1. The lower atmosphere; J. Geophys. Res.; 84; 3291 - 3305

Herman, J.R.; J.A.Caruso and R.G.Stone, 1973 : Radio Astronomy Explorer (RAE) - I, Observations of terrestrial radio noise; Planet. Space Sci.; 21; 443 - 461

Heydt, G., 1967 : Peilanlagen zur Messung von spektralen Amplitudenverteilungen, Amplitudenverhältnissen und Gruppenlaufzeitdifferenzen von Atmospherics; Tech. Ber. Nr. 90 des Heinrich-Hertz-Instituts für Schwingungsforschung; Berlin; 73p

Heydt, G., 1982 : Instrumentation, in "Handbook of Atmospherics" (Ed.: H. Volland); Vol. II; CRC - Press; Boca Raton, Fla.; 203 - 256

Heydt, G. and H.Volland, 1964 : A new method for locating thunderstorms and counting their lightning discharges from a single observing station; J. Atmos. Terr. Phys.; 26; 780 - 782

Hill, R.D., 1979 : A survey of lightning energy estimates; Rev. Geophys. Space Phys.; 17; 155 - 164

Horner, F., 1957 : Very-Low-Frequency propagation and direction finding; Proc. IEE; 104B; 73 - 80

Horner, F., 1960 : The design and use of instruments for counting local lightning flashes; Proc. IEE; 107B; 321 - 330

Horner, F. and R.B.Bent, 1969 : Measurement of terrestrial radio noise; Proc. R. Soc.; 311A; 527 - 542

Hughes, J., 1965 : Atmospheric electricity research in the Americas, in "Problems of Atmospheric and Space Electricity" (Ed.: S.C. Coroniti); Elsevier; Amsterdam; 48 - 56

Ingmann, P.; H.Volland and G.Heydt, 1981 : Observations of thunderstorm activity during July/August 1975 in the European-North American area by a ground based single-station technique; Meteorol. Rundsch. 34; 151 - 160

Iraq Meteorological Department, 1945 : Climatological atlas for Iraq; Publ. No. 13; Ministry of Communications; Baghdad; 217p; (Reprint : 1960 ?)

Israel, H., 1957 : Atmosphärische Elektrizität; Teil I; Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig; Leipzig; 370p

Israel, H., 1969 : Einführung in die Geophysik; Springer Verlag; Berlin/ Heidelberg/New York; 223p

Kamra, A.K., 1972 : Measurement of the electrical properties of dust storms; J. Geophys. Res.; 77; 5856 - 5869

Kotaki, M. and C.Katoh, 1983 : The global distribution of thunderstorm activity observed by the Ionosphere Sounding Satellite (ISS-b); J. Atmos. Terr. Phys.; 45; 833 - 847

Kotaki, M.; I.Kuriki; C.Katoh and H.Sugiuchi, 1981 : Global distribution of thunderstorm activity observed with ISS-b; J. Radio Res. Lab.; 28; 49 - 71

Krider, E.P.; R.C.Noggle; A.E.Pifer and D.L.Vance, 1980 : Lightning direction-finding systems for forest fire detection; Bull. Am. Meteorol. Soc.; 61; 980 - 986

Kröninger, H., 1981 : Newsletter — National lightning recording scheme; CSIR Spec. Rep.; ELEK 212; 4; Pretoria; 31p

Latham, J., 1981 : The elctrification of thunderstorms; Q. J. R. Meteorol. Soc.; 107; 277 - 298

Lemonnier, L.G., 1752 : Observations sur l'éctricité de l'air; Mem. Acad. Sci.; 2; 233

Leroux, M., 1983 : Le climat de l'Afrique tropicale; Atlas; Edition Champion; Paris; Tafeln 157 - 168

Lydolph, P.E., 1977 : Climates of the Soviet Union; World Survey in Climatology; Vol. 7; Elsevier; 443p

Magono, C., 1980 : Thunderstorms; Developments in Atmospheric Science; Vol. 12; Elsevier; Amsterdam; 261p

Makino, M. and T.Ogawa, 1984 : Responses of atmospheric electric field and air-earth current to variations of conductivity profiles; J. Atmos. Terr. Phys.; 46; 431 - 445

Mariott, W., 1908 : Brontometer records of West Norwood, June 4, 1908; Q. J. R. Meteorol. Soc.; 34; 210 - 211

Mazéas, G., 1752 : Letters to Stephen Hales concerning the success of the late experiments in France; Phil. Trans. R. Soc.; 47; 534 - 552

McNamara, L.F., 1979 : Statistical model of the D-region; Radio Sci.; 14; 1165 - 1173

Miller, R.C., 1972 : Notes on analysis and severe storm forecasting of the Air Force Global Weather Center; Air Weath. Serv. Tech. Rep. No. 200; 102p; (revised version)

Möller, F. und K.Bullrich, 1961 : Thermodynamische Grundlagen und Arbeitsmethoden der Aerologie, in „Handbuch der Aerologie" (Ed.: W. Hesse); Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig; Leipzig; 17 - 123

Moore, C.B. and B.Vonnegut, 1977 : The thundercloud, in "Lightning" (Ed.: R.H. Golde); Vol. I; Academic Press; London/New York; 51 - 98

Moore, C.B.; B.Vonnegut; E.A.Vrablik and D.A.McCaig, 1964 : Gushes of rain and hail after lightning; J. Atmos. Sci.; 21; 646 - 665

Newcomb, S., 1895 : Tables of the motion of the Earth on its axis and around the Sun, in "Astronomical Papers prepared for the use of the American Ephemeris and Nautical Almanac"; 6: Tables of the four inner planets; Washington

Ogawa, T., 1982 : The lightning current, in "Handbook of Atmospherics" (Ed.: H. Volland); Vol. I; CRC-Press; Boca Raton, Fla.; 23 - 63

Orville, R.E. and D.W.Spencer, 1979 : Global lightning flash frequency; Mon. Weath. Rev.; 107; 934 - 943

Pelz, J., 1970 : Vorbereitende Untersuchungen zur Prognose konvektiver Bewölkung mit Datenverarbeitungsmaschinen; Meteorol. Abh. Fr. Univ. Berlin; 111/4; 54p

Pelz, J., 1972 : Definition und Bedeutung der pseudopotentiellen Temperatur und eine Lösungsmethode der exakten Definitionsgleichung; Beil. Berl. Wetterk.; SO 29/72; 4p

Petterssen, S., 1939 : Contributions to the theory of convection; Geofis. Publ.; 12; 1 - 23

Pierce, E.T., 1956 : The influence of individual variations in the field change due to lightning discharges upon the design and performance of lightning flash counters; Arch. Meteorol. Geophys. Biokl.; Ser. A; 9; 78 - 86

Pierce, E.T., 1977 : Atmospherics and radio noise, in "Lightning" (Ed.: R.H. Golde); Vol. I; Academic Press; London/New York; 351 - 384

Popoff, A.C., 1896 : Apparatus for the detection and registration of electrical vibrations; Russ. Phys. Chem. Soc. J.; 28; 1

Prentice, S.A., 1972 CIGRE lightning flash counter; Electra; 22; 149 - 171

Prentice, S.A. and D.Mackerras, 1977 : The ratio of cloud to cloud – ground lightning flashes in thunderstorms; J. Appl. Meteorol.; 16; 545 - 550

Radio Research Laboratories, 1983 : Radio and space data; No. 11 (Daten für das Jahr 1981); Sudden Ionospheric Disturbances (T. Ogawa and T. Ishii); Ministry of Post and Telecommunications; Tokyo; 1 - 67

Reap, R.M. and D.S.Foster, 1979 : Automated 12 - 36 hour probability forecasts of thunderstorms and severe local storms; J. Appl. Meteorol.; 18; 1304 - 1315

Reiter, E.R., 1969 : Structure of vertical wind profiles; Radio Sci.; 4; 1133 - 1136

Reynolds, S.E.; M.Brook and M.F.Gourley, 1957 : Thunderstorm charge separation; J. Meteorol.; 14; 426 - 436

Richards, C.N. and G.A.Dawson, 1971 : The hydrodynamic instability of water drops falling at terminal velocity in vertical electric fields; J. Geophys. Res.; 76; 3445 - 3455

Richner, H. and P.D.Philips, 1982 : The radiosonde intercomparison SONDEX spring 1981, Payerne; Pure Appl. Geophys.; 120; 852 - 1198

Saunders, W.E., 1967 : Further tests of thunderstorm forecasting techniques; Meteorol. Mag.; 96; 85 - 89

Schmidlin, F.J.; J.J.Olivero and M.S.Nestler, 1982 : Can the standard radiosonde system meet special atmospheric research needs ?; Geophys. Res. Lett.; 9; 1109 - 1112

Schnaidt, F., 1944 : Über die adiabatischen Zustandsänderungen feuchter Luft, die abgeleitete Temperatur und den Energievorrat atmosphärischer Schichtungen; Gerl. Beitr. Geophys.; 60; 64

Schonland, B.F.J., 1956 : The lightning discharge, in "Encyclopaedia of Physics" (Ed.: S. Flügge); Springer Verlag; Berlin; 22; 576 - 628

Showalter, A.K., 1953 : A stability index for thunderstorm forecasting; Bull. Amer. Meteorol. Soc.; 34; 250 - 252

Similä, A., 1949 : Die aerologischen Gewittertendenzkarten; Tellus; 1; 18 - 23

Sparrow, J.G. and E.P.Ney, 1971 : Lightning observation by satellite; Nature; 232; 540 - 541

Taha, M.F.; S.A.Harb; M.K.Nagib and A.H.Tantawy, 1981 : The climate of the Near East, in "Climates of Southern and Western Asia" (Eds.: K. Takahashi and H. Arakawa); World Survey of Climatology; Vol. 9; Elsevier; Amsterdam; 183 - 255

Toland, R.B. and B.Vonnegut, 1977 : Measurements of maximum electric field intensities over water during thunderstorms; J. Geophys. Res.; 82; 438 - 440

Turman, B.N. and B.C.Edgar, 1982 : Global lightning distribution at dawn and dusk; J. Geophys. Res.; 87; 1191 - 1206

Ulanski, S.L. and M.Garstang, 1978a : The role of surface divergence and vorticity in the life cycle of convective rainfall, Part I : Observation and analysis; J. Atmos. Sci.; 35; 1047 - 1062

Ulanski, S.L. and M.Garstang, 1978b : The role of surface divergence and vorticity in the life cycle of convective rainfall, Part II: Desriptive model; J. Atmos. Sci.; 35; 1063 - 1069

Uman, M.A., 1969 : Lightning; Advanced Physics Monograph Series; McGraw-Hill Book Company; New York; 264p

Volland, H., 1968 : Die Ausbreitung langer Wellen; Sammlung Vieweg; Band 127; Verlag Vieweg; Braunschweig; 232p

Volland, H., 1982 : Low frequency radio noise, in "Handbook of Atmospherics" (Ed.: H. Volland); Vol. I; CRC-Press; Boca Raton, Fla.; 179 - 250

Vonnegut, B., 1963 : Some facts and speculations concerning the origin and role of thunderstorm electricity; Meteorol. Monogr.; 5; 224 - 241

Vorpahl, J.A.; J.G.Sparrow and E.P.Ney, 1970 : Satellite observations of lightning; Science; 169; 860 - 862

Wait, J.R., 1970 : Electromagnetic waves in stratified media; Pergamon Press; New York; 608p

Wait, J.R. and L.C.Walters, 1963 : Reflection of VLF radio waves from an inhomogeneous ionosphere, Part I: Exponentially varying isotropic model; J. Res. Natl. Bur. Stand.; Sect. D; 67; 361 - 367

Wait, J.R. and K.Spies, 1964 : Characteristics of the Earth ionosphere wave guide for VLF radio waves; Natl. Bur. Stand.; Tech. Note No. 300; 94p

Wait, J.R. and L.C.Walters, 1964 : Reflection of electromagnetic waves from a lossy magnetoplasma; J. Res. Natl. Bur. Stand.; Sect. D; 68; 95 - 101

Watson, G.N., 1919 : The transmission of electric waves round the earth; Proc. R. Soc.; A95; 546 - 563

Watson-Watt, R.A., 1929 : Weather and wireless; Q. J. R. Meteorol. Soc.; 55; 273 - 301

Wilson, C.T.R., 1920 : Investigations on lightning discharges and on the electric field of thunderstorms; Phil. Trans. R. Soc.; A221; 73 - 115

Winn, W.P.; G.W.Schwede and C.B.Moore, 1974 : Measurements of electric fields in thunderclouds; J. Geophys. Res.; 79; 1761 - 1767

World Meteorological Organization, 1956 : World distribution of thunderstorm days; Part II; No. 4; Tech. Pap. 21

World Meteorological Organization, 1971 : Guide to meteorological instruments and observing practices; No. 8; Tech. Pap. 3; Chapter XV: Observations of atmospherics; XV.1 - XV.15

World Meteorological Organization, 1975 : Upper-air sounding studies; Vol. I: Studies on radiosonde performances (A.H. Hooper); Tech. Note No. 140; 1 - 109

World Meteorological Organization, 1971 : The application of atmospheric electricity concepts and methods to other parts of meteorology (Ed.: H. Dolezalek); No. 507; Tech. Note 162; 130p

Zedler, J.H., 1733 : Universal Lexikon; Band 4; Zedler; Halle und Leipzig

LEBENSLAUF

Vor- und Zuname	:	Heinz - Paul - Franz Ingmann
Geburtstag / -Ort	:	25.09.1954, Köln
Staatsangehörigkeit	:	deutsch
Familienstand	:	ledig
Werdegang	:	
4/1961 - 12/1962	—	Volksschule in Köln-Ostheim
1/1963 - 3/1965	—	nach Umzug Volksschule in Köln-Höhenhaus
4/1965 - 5/1973	—	Städt. math. naturw. Gymnasium in Köln-Mülheim
16.05.1973	—	Ablegung der Reifeprüfung
7/1973 - 9/1974	—	Ableistung des Grundwehrdienstes in Gerolstein und Rheinbach
10/1974 - 6/1980	—	Studium der Meteorologie an der Rhein. Friedr. Wilh. Universität Bonn
20.09.1976	—	Ablegung der Vordiplomprüfung für Meteorologen
06.06.1980	—	Ablegung der Hauptdiplomprüfung für Meteorologen
7/1980 - heute	—	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Radioastronomischen Institut der Universität Bonn
ab 1982	—	Bearbeitung des Forschungsvorhabens „Erfassung der globalen Blitzaktivität" der Deutschen Forschungsgemeinschaft (Vo 125/10-3)